

Phasenrauscharme monolithische Mikrowellenoszillatoren mit SiGe-HBTs

Von der Fakultät IV – Elektrotechnik und Informatik –
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften
- Dr.-Ing. –
genehmigte Dissertation

von
Dipl.-Ing. Holger Kuhnert

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. Heinrich Klar

Berichter: Prof. Dr.-Ing. Georg Böck

Berichter: Prof. Dr. rer. nat. Günther Tränkle

Tag der Einreichung: 22.08.2002

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 28.08.2003

Berlin 2003

D 83

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik (FBH) in Berlin-Adlershof.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Georg Böck von der Technischen Universität Berlin (TU Berlin), Fachgebiet Mikrowellentechnik, danke ich dafür, mir die Möglichkeit zur Promotion gegeben zu haben.

Herrn Prof. Dr. rer. nat. Günther Tränkle danke ich für die Unterstützung meiner Arbeit in seiner Eigenschaft als Institutsleiter des Ferdinand-Braun-Institutes für Höchstfrequenztechnik, sowie für die Übernahme des Korreferates.

Herrn Dr.-Ing. habil Wolfgang Heinrich bin ich sehr zu Dank verpflichtet. Als Leiter der Mikrowellenabteilung des FBH hat er mich stets nicht nur gefordert, sondern auch gefördert. In den vielen Fachgesprächen hat er mir wertvolle Einsichten vermittelt und damit meine Sicht der Dinge mit vielen Anregungen bereichert.

Den Kooperationspartnern in der Industrie danke ich für hilfreiche Hinweise und Rückmeldungen aus der "wirklichen Welt" sowie für die Freigabe von Datenmaterial. Mein Dank gilt Herrn Dr. Karl Strohm vom DaimlerChrysler Forschungszentrum in Ulm, Herrn Dr. Wolfgang Schwerzel von ATMEL, Heilbronn, Herrn Michael Thiel von der zentralen Forschung der Robert Bosch GmbH in Stuttgart-Gerlingen, Herrn Dr. Matthias Spinnler von der Tesat AG, Backnang, Herrn Dr. Peter Nüchter von EADS, Ulm, und Herrn Dr. Peter Zwicknagl von Infineon, München.

Den ehemaligen Kollegen am FBH danke ich für das kreative Arbeitsklima und ihren persönlichen Einsatz bei gemeinsamen Projekten. Insbesondere danke ich Herrn Dr. Franz-Josef Schmückle für viele instruktive Fachgespräche über feldtheoretische Probleme, Herrn Thorsten Tischler für seinen trockenen Humor, Herrn Marco Kunze für die vielen Fragen, Frau Dr. Andrea Jentzsch für hilfreiche Literaturhinweise, den Herren Fritz Lenk und Matthias Schott aus der Schaltungstechnikgruppe, sowie den Kollegen aus der Messtechnikgruppe Herrn Dr. Peter Heymann, Herrn Dr. Matthias Rudolph, Herrn Ralph Doerner und, nicht zuletzt, Herrn Steffen Schulz für das Ausführen vieler Messungen.

Dem Vizepräsident der Corporate Research von Samsung Electronics, Dr. S.Y. Park, danke ich für die Nachsicht während der kurzen, aber intensiven, Prüfungsvorbereitung.

Mein größter Dank gilt meiner Frau Il Hea für ihre Aufmunterung, Unterstützung und Geduld.

Holger Kuhnert, Suwon, Korea, im August 2003.

Die mathematische Analyse erstreckt sich ebenso weit wie die Natur selbst; sie definiert alle wahrnehmbaren Beziehungen, mißt die Zeiten, Räume, Kräfte, Temperaturen. Diese schwierige Wissenschaft entwickelt sich langsam, aber sie bewahrt alle Prinzipien, die sie einmal errungen hat; sie wächst und befestigt sich unablässig inmitten aller Irrungen und Fehler des menschlichen Geistes. (...) Sie scheint eine Fähigkeit des menschlichen Geistes zu sein, die dazu bestimmt ist, einen Ausgleich zu bieten für die Kürze des Lebens und die Unvollkommenheit der Sinne.

Jean Baptiste Fourier, „Analytische Theorie der Wärme“ (1807)

1	Einleitung	5
2	Bauelementmodellierung für LR-Si/SiGe	8
2.1	Koplanarleitung	8
2.1.1	Allgemeines	8
2.1.2	Ersatzschaltbild/Leitungsparameter auf LR-Si/SiGe	10
2.2	Spiralinduktivitäten	15
2.2.1	Untersuchte Geometrien	15
2.2.2	Ersatzschaltbild der Spiralinduktivität auf LR-Si/SiGe	18
2.2.3	Güte	20
2.2.4	Geometrievariation zur Güteverbesserung	27
2.3	MIM-Kondensator	29
2.4	Varaktordiode	32
2.5	SiGe Heterobipolartransistor	34
2.5.1	Einführung	34
2.5.2	Niederfrequentes Transistorrauschen	36
2.5.2.1	Schrot-Rauschen	36
2.5.2.2	1/f Rauschen	37
2.5.2.3	Generations-Rekombinations-Rauschen	37
2.5.2.4	Thermisches Rauschen	38
2.5.3	Modellierung des HBT LF-Rauschens	38
3	Grundlegendes zum Entwurf monolithisch integrierter HBT-Oszillatoren	41
3.1	Kenngößen eines Oszillators	41
3.2	Kleinsignalentwurf	42
3.3	Großsignalentwurf	46
3.3.1	Oszillatorentwurf nach Kurokawa	46
3.3.2	Oszillatorentwurf mit der Harmonic Balance-Methode	48
4	Phasenrauschen integrierter Mikrowellenoszillatoren	50
4.1	Zur Bedeutung des Phasenrauschens	50
4.2	Überblick über theoretische Beschreibungen	53
4.2.1	Empirische Beschreibung nach Leeson	53

4.2.2	Analytik nach Lee und Hajimiri.....	58
4.3	Messung des Phasenrauschens im Mikrowellenbereich	63
5	Phasenrausch-Analyse mit kombiniertem Zeit- und Frequenzbereichsansatz.....	65
5.1	Einleitende Betrachtung	65
5.2	Herleitung der Bestimmungsgleichungen	66
5.3	Numerische Umsetzung	84
5.3.1	Harmonic Balance Simulation des Oszillators als autonomes System	84
5.3.2	Harmonic Balance Simulation des Oszillators als nicht-autonomes System...	85
5.3.3	Implementierung der Methode in C	88
6	Monolithisch integrierte Oszillatorschaltungen	89
6.1	Die verwendeten MMIC-Prozesstechnologien	89
6.1.1	ATMEL SiGe1-HBT-Prozess	90
6.1.2	IBM BiCMOS 5HP Prozess.....	91
6.1.3	DaimlerChrysler-SiGe-Prozess	91
6.1.4	InGaP/GaAs HBT MMIC Prozess am FBH	92
6.1.5	Tabellarische Übersicht.....	93
6.2	4.5 GHz SiGe MMIC VCO auf LR-Si Substrat (ATMEL-Prozess).....	94
6.3	25 GHz SiGe MMIC Oszillator auf LR-Si Substrat (ATMEL-Prozess)	99
6.4	19 GHz InGaP/GaAs MMIC Oszillator (FBH-Prozess)	104
6.5	19 GHz SiGe MMIC VCO auf LR-Si Substrat (IBM BiCMOS 5HP-Prozess).....	110
6.6	27 GHz SiGe MMIC VCO auf HR-Si Substrat (DaimlerChrysler-Prozess)	113
6.7	2.6 GHz GaAs MMIC differentieller VCO (Infineon-Prozess).....	116
6.8	Zusammenfassung der Ergebnisse zum Schaltungsentwurf	120
7	Zusammenfassung und Ausblick	122
8	Abkürzungen	125
9	Literaturverzeichnis.....	126

1 Einleitung

Der Wunsch nach ständiger Verfügbarkeit von Information und nach schnellem Gedankenaustausch im Arbeitsumfeld, aber auch in allen anderen sozialen Lebensbereichen, hat zu einem starken Bedarf an elektronischen Kommunikationssystemen geführt. Auch in der Sensorik, etwa bei Sicherheits- und Komfortanwendungen im Automobilbereich, wie Abstandswarnradar oder Einparkhilfe, ist steigender Bedarf gegeben. Fortschreitende Miniaturisierung auf der Hardwareseite und immer aufwendigere Dienste auf der Softwareseite stellen dabei die Ingenieure vor immer neue technische Herausforderungen. So wurden beispielsweise Mobiltelefone von den ersten, nur eine halbe Stunde Gesprächszeit bietenden und dabei 10 kg wiegenden, Exemplaren zu digitalen Alleskönnern mit Terminplaner, Telefonbuch und Internetanbindung weiterentwickelt (Stand 2002), mit denen sich nebenbei noch Gesprächszeiten von mehreren Stunden bei einem Gewicht von weniger als 100 g realisieren lassen. Das Ende dieser Entwicklung ist noch lange nicht erreicht. So ist mit dem neuen, erstmals die gesamte Welt umspannenden Mobilfunknetz UMTS der Markt auch für z.B. mobile Bildtelefonie bereitet.

Der innovativen Phantasie sind bekanntlich keine Grenzen gesetzt. Wohl aber werden den handelnden Akteuren Grenzen finanzieller Art gesetzt. So wirkt, trotz der immensen Möglichkeiten eines globalen Marktes, ein konstanter Kostendruck. Die Systeme sollen zwar immer leistungsfähiger und zuverlässiger werden, sollen aber immer weniger kosten. Zudem verkürzen sich die Innovationszyklen, das berühmte Wort „time to market“ ist allgegenwärtig. In der Forschung und Vorauentwicklung, im Prototypenbau, ist diese Sichtweise fest verankert. Bezogen auf den Hardwareteil der Elektrotechnik bedeutet dies eine vermehrte Fokussierung auf die anwendungsorientierte Forschung. Ziel ist die Entwicklung und Erprobung von Materialsystemen, Prozesstechnologien und Entwurfsstrategien auf der einen Seite und die Demonstration des Nutzens dieser neuen Konzepte durch den Prototypenbau für die Industriepartner auf der anderen. Dabei ist die Erschließung neuer Anwendungsgebiete gleichrangig mit der Substitution bestehender Anwendungen durch kostengünstigere Alternativen.

Seit Entdeckung des Heteroüberganges zwischen Halbleiterschichten und dem damit ermöglichten Siegeszug des Bandgap-Engineerings in der Halbleitertechnologie sind sowohl Hetero-Feldeffekttransistoren (HFET) als auch Hetero-Bipolartransistoren (HBT) wichtiger

Bestandteil der Mikrowellentechnik geworden. Diese Transistoren ermöglichen, grob gesagt, die Erzeugung, Verstärkung und Verarbeitung von Signalen bei höheren Frequenzen als ihre klassischen Vorgänger Feldeffekttransistor (FET) bzw. Bipolartransistor (BJT). Mit dieser Technologie können siliziumbasierte Materialsysteme wie Silizium Germanium (SiGe) in Anwendungsbereiche vorstoßen, die vormals durch III/V-Halbleiter wie Gallium-Arsenid (GaAs) dominiert waren. Neben dem klaren Kostenvorteil von SiGe-Chips im Vergleich zu GaAs-Chips, der bei ca. 50% liegt, offerieren SiGe-Chips interessante Möglichkeiten bei der Systemintegration. So bieten kommerzielle SiGe-Prozesse, z.B. die der Firma IBM, neben HBTs auf dem gleichen Wafer auch CMOS, um analoge und digitale Schaltungsteile ohne Aufbau- und Verbindungstechnik zu integrieren („system on-chip solution“).

Das verspricht einen Kosten- und Performancegewinn, ist aber derzeit noch nicht Stand der Technik. Selbst der sichere Entwurf von Mikro- oder Millimeterwellenschaltungen mit den Modellen, die von der Foundry zur Verfügung gestellt werden, ist nahezu unmöglich. Das ist der Tatsache geschuldet, dass diese Prozesse ihre originäre Anwendung im Massenmarkt bis maximal 2 GHz finden. In diesem Frequenzbereich treten mikrowellentypische Effekte, wie sie sich beispielsweise im Charakter verteilter Strukturen bei hohen Frequenzen manifestieren, noch nicht so stark auf. So existiert ein großes Defizit in bezug auf die Modellbeschreibungen. Ein Problem dabei ist, die parasitären Eigenschaften des Siliziumsubstrates ausreichend genau zu modellieren.

In dieser Arbeit wird gezeigt, wie sich dennoch mit SiGe-Technologie konkurrenzfähige analoge Mikrowellenschaltungen entwerfen lassen. Damit liefert die Arbeit einen Beitrag zur Etablierung der Silizium-Germanium Technologie im Mikrowellenbereich.

Anhand von monolithisch integrierten Oszillatoren (MMIC Oszillatoren), vom Autor im Rahmen diverser Projekte und Industrieaufträge am Ferdinand-Braun-Institut (FBH) in Schaltung und Layout entworfen, wird die Modellierung und der Schaltungsentwurf auf SiGe im Mikrowellenbereich exemplarisch gezeigt.

Die Schaltungsbeispiele umfassen unter anderem einen 25 GHz SiGe MMIC Oszillator, siehe Abschnitt 6.3, der den derzeitigen internationalen Rekord bei der Ausgangsleistung auf niederohmigem Siliziumsubstrat hält (Stand 2002). Um Technologievergleiche mit SiGe zu ermöglichen, wird ein GaAs-HBT-MMIC Oszillator, siehe Abschnitt 6.4, herangezogen.

Neben den sogenannten Festfrequenzoszillatoren, deren Frequenz durch die Beschaltung vorgegeben ist, sind Oszillatoren üblich, bei denen die Frequenz in gewissem Rahmen elektronisch verändert werden kann. Mit ihnen können Modulatoren realisiert und Prozess- und Temperaturschwankungen kompensiert werden. Diese Oszillatoren mit variabler

Frequenz werden spannungsgesteuert oder stromgesteuert realisiert, wobei die Spannungssteuerung im Mikrowellenbereich das bevorzugte Konzept ist. In den Schaltungsbeispielen finden sich drei spannungsgesteuerte Oszillatoren („voltage controlled oscillator, VCO“), siehe Abschnitte 6.2, 6.5 und 6.6, sowie ein stromgesteuerter Oszillator, siehe Abschnitt 6.7, deren Analyse Aussagen über die verschiedenen Konzepte und die verschiedenen verwendeten SiGe-Technologien ermöglicht.

Eine der wichtigsten Kenngrößen eines Oszillators ist sein Phasenrauschen, siehe Abschnitt 4. Derzeit (Stand 2002) gibt es keine kommerziellen Schaltungssimulatoren, die das Phasenrauschen zuverlässig voraussagen können. Der Schaltungsentwickler hat damit keine Möglichkeit während der Entwurfsphase einen der wichtigsten Parameter zu optimieren.

Um dieses besonders relevante Problem zu behandeln, wurde in dieser Arbeit ein Verfahren zur Simulation des Phasenrauschens von Oszillatoren entwickelt, siehe Abschnitt 5, und anhand von Vergleichen mit gemessenen Phasenrauschverläufen verifiziert. Zum Methodenvergleich werden dabei Phasenrauschsimulationen eines weitverbreiteten kommerziellen Simulators, Microwave Design System, MDS, bzw. seines Nachfolgers Advanced Design System, ADS, der Firma Agilent Technologies, herangezogen.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt:

- ◆ Abschnitt 2 befasst sich mit der Modellierung von Bauelementen der kommerziellen SiGe-Technologie SiGe1 der Firma ATMEL und bildet damit die Grundlage für den Entwurf von Schaltungen mit dieser Technologie.
- ◆ Abschnitt 3 behandelt die Grundlagen des Entwurfs integrierter Oszillatoren. Hierbei wird auf den Kleinsignal- und den Großsignalentwurf eingegangen.
- ◆ Abschnitt 4 führt in den Begriff Phasenrauschen ein, gibt einen Überblick über bisherige theoretische Beschreibungsmöglichkeiten und legt die gängigen Methoden zur Messung des Phasenrauschens im Mikrowellenbereich dar.
- ◆ Abschnitt 5 stellt die neu entwickelte Methode zur Simulation des Phasenrauschens vor.
- ◆ Abschnitt 6 widmet sich den realisierten monolithisch integrierten Schaltungen. Neben einer kurzen Beschreibung der jeweils verwendeten Prozesstechnologie finden sich hier erklärende Schaltpläne und Chip-Fotos.
- ◆ Abschnitt 7 diskutiert die Ergebnisse zusammenfassend und behandelt sich ergebende Konsequenzen und Perspektiven im anschliessenden Ausblick.

2 Bauelementemodellierung für LR-Si/SiGe

Die Bauelementemodellierung nimmt mit steigender Betriebsfrequenz eine immer größere Rolle ein, da dann die Leitungseigenschaften, die Reflexionen an Diskontinuitäten und das Übersprechen zunehmen. Die Berücksichtigung dieser Effekte in der Modellierung ist für Frequenzen über 10 GHz im allgemeinen unerlässlich.

Die Modellierung von Bauelementen auf Silizium Germanium unterscheidet sich stark von der für GaAs, wenn niederohmiges Substrat („low resistivity silicon, LR-Si“) verwendet wird, wie das bei allen kommerziellen SiGe-Prozessen der Fall ist. Der parasitäre Einfluß der Substratleitfähigkeit und zusätzlicher Kapazitäten zum Substrat machen es nötig, in der Modellierung und im Layout Maßnahmen zu ergreifen, die man auf GaAs nicht benötigt. Im Folgenden werden Modelle für alle wesentlichen Bauelemente vorgestellt, die man zum Entwurf von integrierten Oszillatoren auf SiGe benötigt. Hierzu wird exemplarisch die SiGe1 Technologie von ATMEL (siehe Abschnitt 6.1.1) herangezogen.

2.1 Koplanarleitung

2.1.1 Allgemeines

Als Leitungselement wird in den hier vorgestellten Schaltungen die Koplanarleitung [28] („coplanar waveguide, CPW“) verwendet. Die Koplanarleitung ist ein planares Dreileitersystem und hat dementsprechend zwei Grundwellen. Die beiden Grundwellen heißen Koplanarleitungswelle („coplanar mode“) und Schlitzleitungswelle („slotline mode“). Technisch gewollt ist nur die Koplanarleitungswelle, weshalb durch Massebrücken immer sichergestellt sein muss, dass sich die zweite Mode nicht ausbreiten kann. **Bild 2-1** zeigt einen Querschnitt durch die Koplanarleitung auf LR-Si Substrat mit der prinzipiellen Darstellung der Feldbildern der beiden Moden.

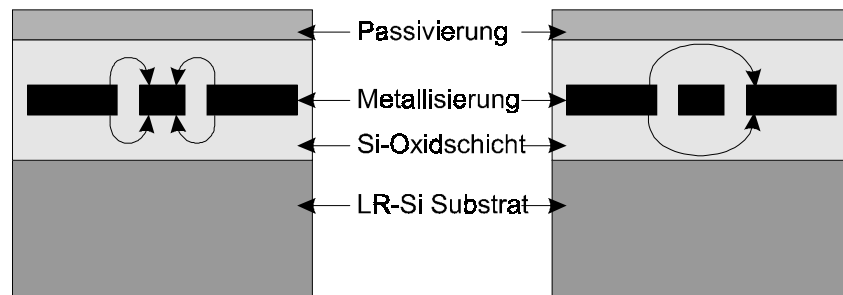


Bild 2-1: Koplanarleitung auf LR-Si Substrat mit elektrischem Feld im Querschnitt.
Koplanarmode (links) und Schlitzleitungsmode (rechts)

Man erkennt drei Metallstreifen, die parallel zueinander verlaufend, in eine Siliziumoxidschicht eingebettet sind. Das ist charakteristisch für eine Koplanarleitung auf LR-Si Substrat. Die Oxidschicht zwischen der Metallisierung und dem niederohmigen Wafer muss möglichst dick sein, um die Substratverluste so gering wie möglich halten zu können. Die Dicke der Zwischenschicht wird im allgemeinen als Randbedingung von der Prozesstechnologie vorgegeben. Bei einem Mehrlagenprozesses mit mehr als zwei Metallisierungsebenen, wie das bei kommerziellen Si-Prozessen der Fall ist, kann aber durch Wahl einer möglichst weit vom LR-Si Substrat entfernt gelegenen Metallschicht Einfluss auf die Dicke der Zwischenschicht genommen werden. Zur Leitungsführung sollte dann möglichst die oberste Metallisierung verwendet werden.

Interessant an dieser Leitungsführung ist, dass hier, im Vergleich zur sonst bei integrierten Mikrowellenschaltungen üblichen Mikrostreifenleitung, keine Metallisierung der Rückseite des Halbleiters und keine Kontaktierungen durch den Halbleiter nötig sind. Das ist insofern bedeutsam als kommerzielle Siliziumprozesse gar keine Durchkontaktierungen und auch keine Rückseitenbehandlung vorsehen. Dies stellt aber keinen Mangel dar, da eine Mikrostreifenleitung wegen der hohen Substratverluste ohnehin nicht geeignet ist. Eine andere Situation stellt sich dar, wenn eine Dünnschicht-Mikrostreifenleitung („thin-film microstripline, TFMSL“) verwendet werden kann. Da in diesem Fall Substratverluste weitgehend verhindert werden können sind mit der Koplanarleitung vergleichbare Dämpfungen möglich [60].

2.1.2 Ersatzschaltbild/Leitungsparameter auf LR-Si/SiGe

In den kommerziellen SiGe-Prozessen wird als Metallisierung Aluminium eingesetzt. Bei der Herstellung von Koplanarleitungen werden keine Luftbrücken, wie sie aus der GaAs-Technologie bekannt sind, verwendet. Luftbrücken sind zwar prinzipiell möglich, aber in den Standardprozessen nicht vorgesehen und wegen der Freiheitsgrade der Mehrlagenmetallisierung auch nicht nötig. Zur Verbindung der beiden koplanaren Massen kann einfach mit einer tiefer liegenden Aluminiumschicht eine Unterführung („underpass“) hergestellt werden.

Für den Schaltungsdesigner ist der physikalische Aufbau der Struktur insofern interessant, als er eine Modellierung mittels elektromagnetischer Simulation ermöglicht. Die Untersuchung der Leitungsstruktur liefert so wichtige Aussagen über die Eigenschaften der Metallisierungs- und Passivierungsschichten und des Substrates. Außerdem lassen sich aus den Leitungsparametern abgeleitete Größen wie die Güte bestimmen, was Aussagen über die Einsatzmöglichkeiten des Prozesses ermöglicht.

Zu diesem Zweck wurde zunächst eine 50 Ohm-Koplanarleitung mit verschiedenen Simulationsmethoden untersucht. Zur Anwendung kamen ein Orthogonalentwicklungsverfahren für verlustbehaftete Leitungsgeometrien [3] (Modematching-Verfahren, Abk. „Fullwave“) sowie ein auf die niederohmige Siliziumtechnologie angepasstes Ersatzschaltbildmodell (Abk. „CPWSI“), das nach der quasi-statischen Approximation rechnet [4]. Das Ersatzschaltbild der Koplanarleitung auf niederohmigem Silizium wurde dabei wie in **Bild 2-2** angenommen.

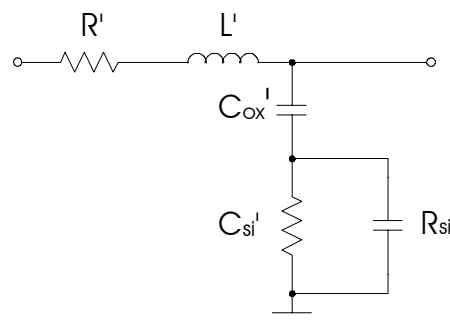


Bild 2-2: Leitungs-Ersatzschaltbild der Koplanarleitung auf niederohmigem Siliziumsubstrat

Gegenüber der Koplanarleitung auf hochohmigem Substrat besteht hier der Unterschied in der Berücksichtigung der Substrateigenschaften durch den Substratableitwiderstandsbelag R_{si}' und den Substratkapazitätsbelag C_{si}' .

Zur Verifikation der Modellparameter wurden Koplanarleitungen mit einer nominalen Impedanz von $50\ \Omega$ realisiert und anschließend meßtechnisch charakterisiert. Die Abbildungen (**Bild 2-3** bis **Bild 2-6**) zeigen die Leitungsparameter Dämpfung, effektive Permittivität und Wellenwiderstand im Vergleich von Modell zu gemessener Koplanarleitung.

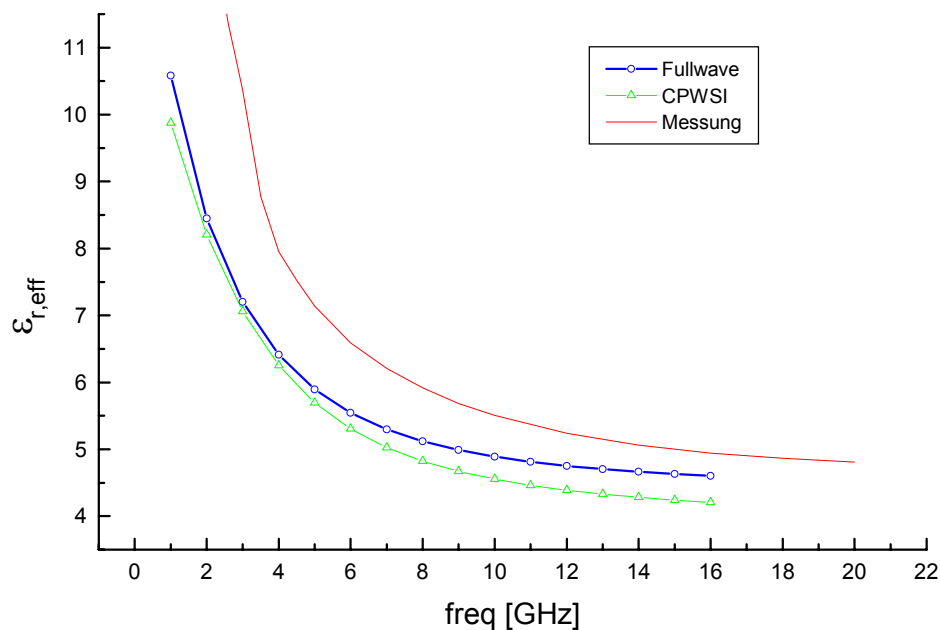


Bild 2-3: Effektive Permittivität $\epsilon_{r,eff}$ der 50 Ohm Koplanarleitung als Funktion der Frequenz: Vergleich zwischen Messung, Orthogonalentwicklung (mode-matching [3]) und vereinfachtem Leitungsersatzschaltbildmodell (CPWSI); Geometriedaten: Mittelleiterbreite $20\ \mu\text{m}$, Schlitzweite $15\ \mu\text{m}$, Leiter in Metallisierungsebene 2 auf Siliziumsubstrat mit einem spezifischen Widerstand von $20\ \Omega\text{cm}$

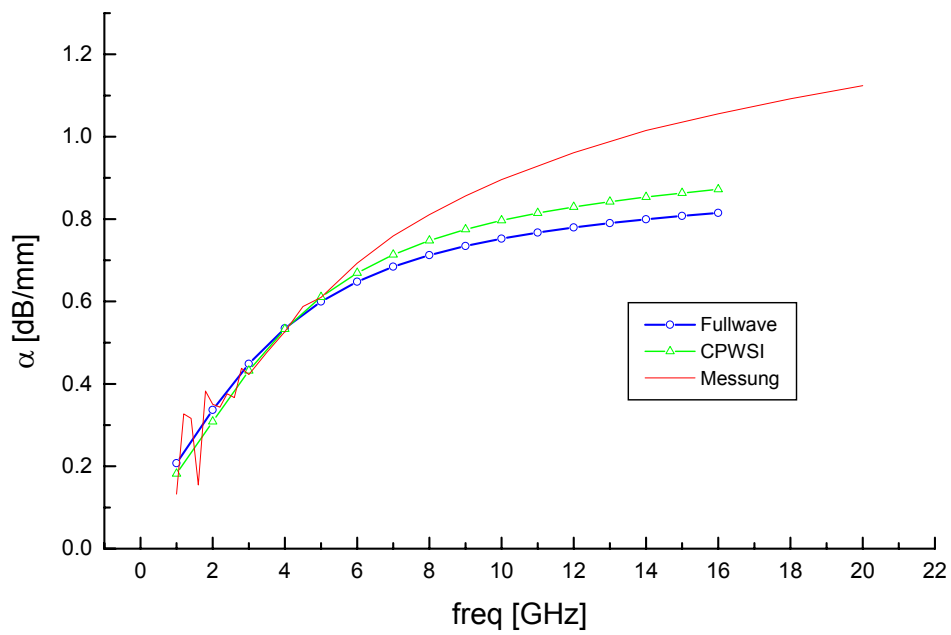


Bild 2-4: Dämpfungskonstante α über der Frequenz (sonstige Daten wie in **Bild 2-3**).

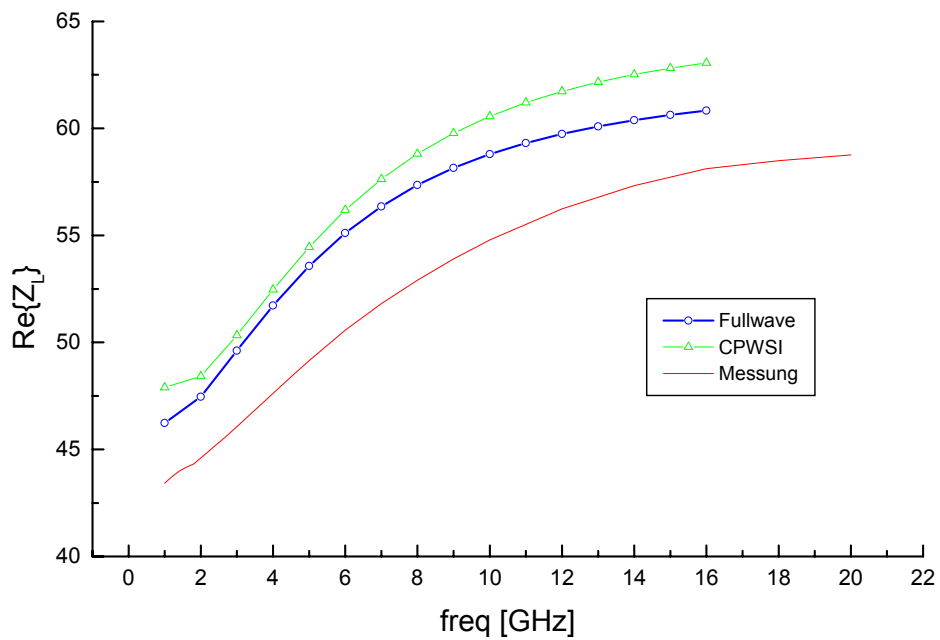


Bild 2-5: Realteil des Wellenwiderstandes Z_L über der Frequenz (sonstige Daten wie in **Bild 2-3**).

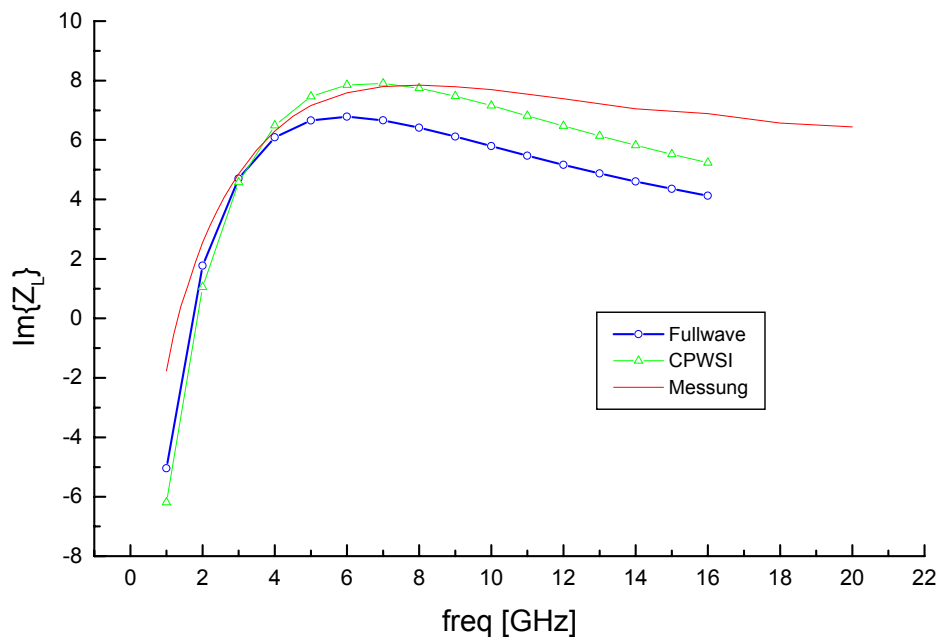


Bild 2-6: Imaginärteil des Wellenwiderstandes Z_L über der Frequenz (sonstige Daten wie in **Bild 2-3**).

Die Abbildungen (**Bild 2-3** bis **Bild 2-6**) zeigen die prinzipielle Eignung des verwendeten Ersatzschaltbildes.

Ein Vergleich der simulierten Parameter mit den Messungen ergibt für die effektive Permittivität eine gute Übereinstimmung im oberen Frequenzbereich, währenddessen für niedrigere Frequenzen noch Abweichungen im 10%-Bereich auftreten. Der Realteil des Wellenwiderstands zeigt eine frequenzkonstante Abweichung. Als Hauptursache für diese Abweichungen kommen die Parameterschwankungen der Oxidschicht zwischen Metallisierung und Silizium-Substrat in Betracht (Permittivitätswert bzw. Dicke). Da die gemessene Permittivität höher, der gemessene Wellenwiderstand jedoch niedriger als die Simulationsergebnisse liegen, kann man schließen, dass die Kapazität C_{ox} in der Realität größer ist als angenommen.

Diese Analyse lässt sich durch eine Simulation mit geänderten Schichtdicken der Oxidschicht visualisieren (**Bild 2-7**). Man erkennt, dass bereits geringe Abweichungen vom Nominalwert der Schichtparameter Einfluss haben.

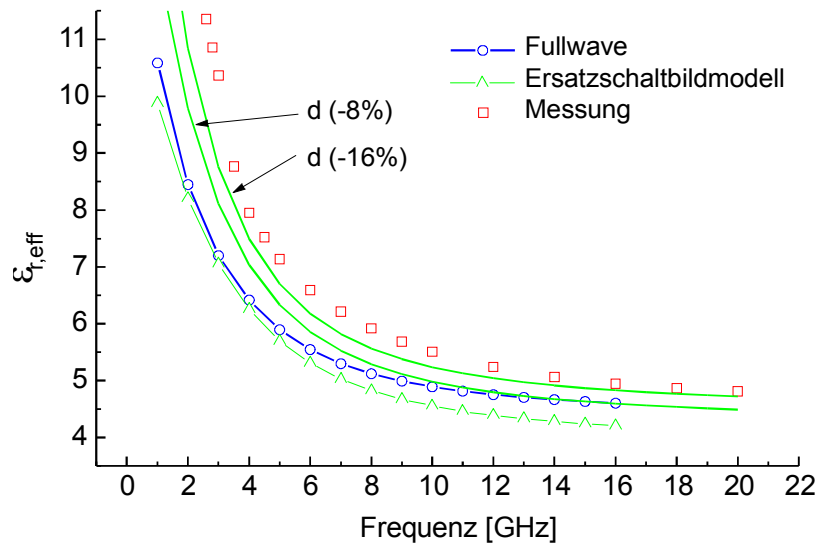


Bild 2-7: Daten wie **Bild 2-3**; Darstellung mit zusätzlichen Modematching Simulationen, die unterschiedliche Schichtdicken der Oxidschicht berücksichtigen

Aus den Leitungsparametern Dämpfungskonstante und Phasenkonstante lässt sich die Güte eines $\lambda/4$ – Leitungsresonators berechnen. Der Maximalwert für die obige Koplanarleitung ist $Q = 2.2$. Dieser Wert ist um eine Größenordnung geringer als bei Koplanarleitungen der gleichen Geometrie auf GaAs. Hierzu muss angemerkt werden, dass die untersuchte Koplanarleitung mit einem Masseabstand („ground to ground spacing“) von $50\ \mu\text{m}$ nicht optimal im Hinblick auf die Güte ist. Eine CPW mit größerem Masseabstand hat eine bessere Güte. Jedoch bleibt der Abstand zu GaAs, bezogen auf die gleiche Geometrie, erhalten. Hier wird bereits deutlich, dass integrierte Schaltungen, die eine hohe Güte des passiven Netzwerkes erfordern, schwierig zu realisieren sind.

An dieser Stelle werden zunächst die wichtigsten Aussagen, die aus der Untersuchung der Koplanarleitung folgen, zusammengefasst:

- Ein gegenüber GaAs erweitertes Leitungersatzschaltbild ist nötig. Die parasitären Eigenschaften des niederohmigen Substrates finden im Substratableitwiderstandsbetrag R_{si}' und im Substratkapazitätsbelag C_{si}' Berücksichtigung (**Bild 2-2**).
- Die Dämpfungswerte der Koplanarleitung liegen deutlich oberhalb der Werte auf GaAs (gleiche Geometrie vorausgesetzt). Zum Vergleich: LR-Si mit 0.1 dB/mm bei 1 GHz; GaAs mit 0.1 dB/mm bei 10 GHz.

- Die erzielbaren Gütewerte eines $\lambda/4$ – Leitungsresonators liegen deutlich unterhalb der Werte auf GaAs. Zum Vergleich: LR-Si mit $Q = 2.2$, GaAs mit $Q = 20$. Diese Werte gelten für das Beispiel mit 50 μm Masseabstand.

2.2 Spiralinduktivitäten

2.2.1 Untersuchte Geometrien

Zur Realisierung von integrierten Induktivitäten haben sich in der planaren Schaltungstechnik Spiralinduktivitäten durchgesetzt. Die erzielbaren Induktivitätswerte liegen hier in der Größenordnung von 0.1 nH bis 10 nH. Untersucht wurden sowohl runde als auch rechteckige Spiralinduktivitäten verschiedener Geometrien. Die Layouts der runden Spiralinduktivitäten wurden vom Projektpartner ATMEL bereitgestellt. **Bild 2-8** zeigt zunächst eine schematische Darstellung der runden Spiralinduktivität.

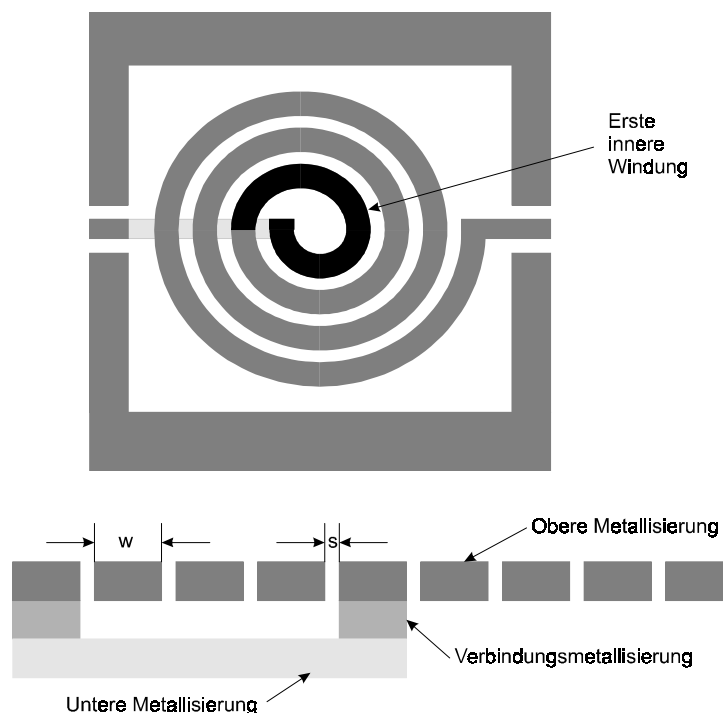


Bild 2-8: Schematische Darstellung der Spiralinduktivität in koplanarer Leitungsumgebung mit runder Geometrie. Die Leiterbreite wird mit „w“, die Schlitzbreite mit „s“ bezeichnet.

In der Draufsicht, **Bild 2-8** oben, ist erkennbar, dass die dargestellte Spiralinduktivität 3.5 Windungen hat. Die erste innere Windung ist schwarz hervorgehoben. Wird diese erste innere Windung im **Bild 2-8** weggelassen, dann verbleibt eine Spiralinduktivität mit 2.5 Windungen und entsprechend größerem Innenraum. Der Querschnitt durch die Spiralinduktivität, **Bild 2-8** unten, zeigt den vertikalen Aufbau mit der Unterführung, die den Anfang der innersten Windung nach außen verbindet.

Bei den untersuchten runden Spiralinduktivitäten lassen sich zwei Gruppen unterscheiden, die mit "i" bzw. "j" bezeichnet werden. Die i-Gruppe wird von Induktivitäten gebildet, bei denen die Gesamtfläche durch Windungen ausgefüllt wird. Bei der j-Gruppe bleibt ein Innenraum frei, der durch Weglassen innerer Windungen entsteht. Tabelle 2-1 gibt einen Überblick über alle untersuchten runden Spiralinduktivitäten.

Nummer	w [um] (Breite Leiter)	s [um] (Abstand Leiter)	Anzahl Windungen	fehlende innere Wind.
i-1	6	3	3	0
i-2	6	3	5	0
i-3	6	3	10	0
i-4	6	3	12	0
i-5	5	4	7	0
i-6	5.5	3.5	7	0
i-7	6	3	7	0
i-8	7	3	7	0
i-9	8	3	7	0
i-10	9	3	7	0
j-1	8	2	6	0
j-2	8	2	9	0
j-3	8	2	5	3
j-4	8	2	8	3
j-5	8	2	4	6

j-6	8	2	7	6
j-7	8	2	4.5	5
j-8	8	2	7.5	4

Tabelle 2-1: Charakteristika der Spiralinduktivitäten; Gruppe "i" und "j"

Die Geometrievariation der runden Spiralinduktivitäten hat folgende Systematik:

♦Variation 1 (Typ i-1 bis i-4):

Die Leiterbreite w und die Schlitzbreite s werden konstant gehalten. Die Anzahl der Windungen wird variiert.

♦Variation 2 (Typ i-5 und i-6):

Die Summe aus Leiterbreite w und Schlitzbreite s wird konstant gehalten. Die Anzahl der Windungen wird konstant gehalten. Der Quotient aus w zu s wird um 25 % erhöht.

♦Variation 3 (Typ i-7 bis i-10):

Die Schlitzbreite s und die Anzahl der Windungen werden konstant gehalten. Die Leiterbreite w wird variiert.

♦Variation 4 (Typ j-1, j-3 und j-5):

Die Leiterbreite w und die Schlitzbreite s werden konstant gehalten. Die Anzahl der inneren fehlenden Windungen wird so erhöht, dass sich die Summe aus der Anzahl der Windungen und der Anzahl der fehlenden inneren Windungen, beginnend bei sechs, um jeweils zwei erhöht.

♦Variation 5 (Typ j-2, j-4 und j-6):

Die Anzahl der inneren fehlenden Windungen wird so erhöht, dass sich die Summe aus der Anzahl der Windungen und der Anzahl der fehlenden inneren Windungen, beginnend bei neun, um jeweils zwei erhöht. Die restlichen Parameter sind zur Variation 4 identisch.

♦Variation 6 (Typ j-7 und j-8):

Gleiches Vorgehen wie bei Variation 5, nur wird hier beginnend bei 9.5 um 2 erhöht.

Die verschiedenen Geometrien sollen sich in unterschiedlichem elektrischen Verhalten ausdrücken. Um dies zu untersuchen werden Streuparameter herangezogen, die an den prozessierten Spiralinduktivitäten on-wafer gemessen wurden. Die Messung erfolgt im Frequenzbereich von 50 MHz bis 50 GHz.

Von besonderem Interesse sind der Induktivitätswert L_S und die Güte Q der Spiralinduktivitäten, sowie die Frequenz $f_{Q_{\max}}$, bei der die Güte maximal ist. Um diese Werte bestimmen zu können, wird aus den Messungen ein elektrisches Ersatzschaltbild extrahiert.

2.2.2 Ersatzschaltbild der Spiralinduktivität auf LR-Si/SiGe

Bild 2-9 zeigt das zugrunde gelegte Ersatzschaltbild für eine Spiralinduktivität auf niederohmigem Siliziumsubstrat. Diese Ersatzschaltung ist in der Literatur weit verbreitet und wurde [51] entnommen.

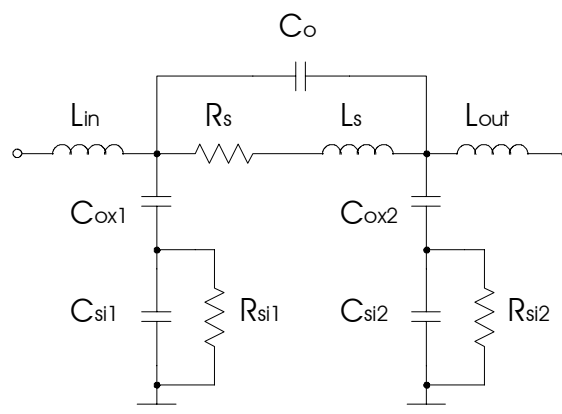


Bild 2-9: Ersatzschaltbild der Spiralinduktivität auf niederohmigem Siliziumsubstrat

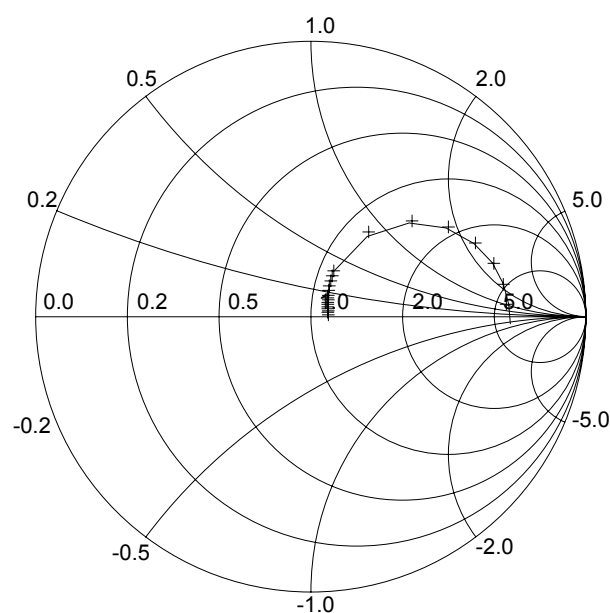
Die Ersatzschaltung berücksichtigt folgende Effekte:

L_{in} / L_{out}	Induktivität der Zuführungsleitung zur innersten bzw. äußersten Windung
--------------------	---

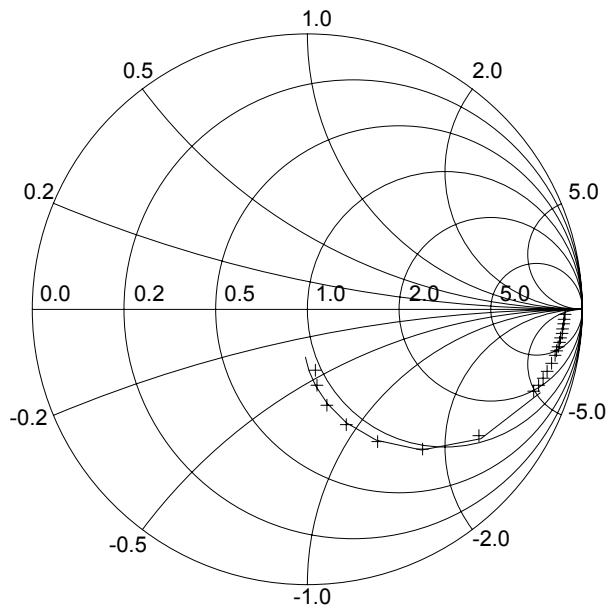
R_s	ohmscher Serienwiderstand der Windungen, bestehend aus dem DC-Anteil und einem frequenzabhängigen Anteil
C_o	Koppelkapazität zwischen den Windungen
L_s	Induktivität der Windungen
C_{ox}	Kapazität der Oxidschicht
C_{si}	Substratkapazität
R_{si}	Substratleitfähigkeit

Wegen der Unsymmetrie der Induktivitäten sind die Elemente der Parallelzweige des Ersatzschaltbildes nicht identisch. Dieses Ersatzschaltbild bietet eine sehr gute Anpassung an die gemessenen Streuparameter bis zur ersten Resonanzfrequenz der Spiralinduktivität. Das ist der interessierende Frequenzbereich, in dem die Spiralinduktivität induktives Verhalten hat.

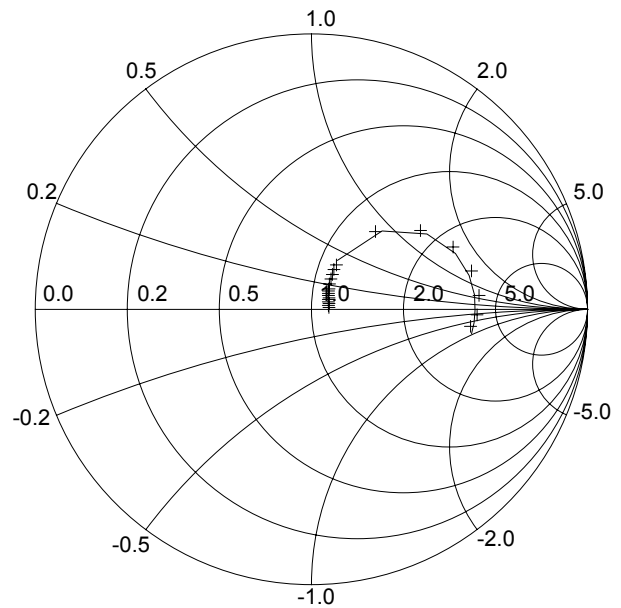
Bild 2-10 zeigt hierzu gemessene und modellierte Streuparameter am Beispiel der Induktivität j-3.



(a) Reflexionsfaktor S_{11}



(b) Transmissionsfaktor S_{21}



(c) Reflexionsfaktor S_{22}

Bild 2-10: Streuparameter der Spiralinduktivität vom Typ j-3 (Vergleich Messungen (Symbole) mit Modell (durchgezogene Linien) im Frequenzbereich 0.05 GHz bis 9 GHz).

2.2.3 Güte

Die Güte der Spiralinduktivität kann aus den extrahierten Ersatzschaltbildelementen näherungsweise bestimmt werden. Nach Vernachlässigung der Ersatzschaltbildelemente C_o und C_{si1} , die nur geringen Einfluß haben, wird die Güte des verbleibenden Eintor-Resonators berechnet. Hierzu wird am Ausgang ein Kurzschluß angenommen. Ausgangspunkt der Berechnung ist das vereinfachte Ersatzschaltbild aus **Bild 2-11**.

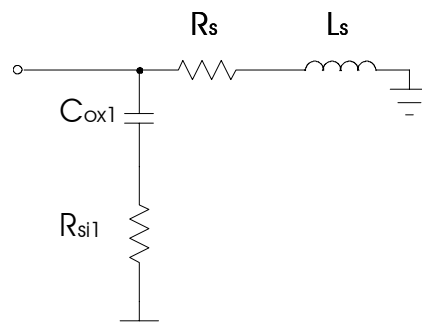


Bild 2-11: Vereinfachtes Ersatzschaltbild zur Bestimmung der Güte

Ausgehend von

$$Y_E = \frac{1}{R_s + j \cdot \omega L_s} + \frac{1}{R_{ox1} + \frac{1}{j \cdot \omega C_{ox1}}} \quad (2.1)$$

ergibt sich

$$\frac{\text{Im}\{Y_E\}}{\text{Re}\{Y_E\}} = \frac{\omega \cdot \left(L_s + \frac{C_{ox1} (R_s^2 + \omega^2 L_s^2)}{1 + \omega^2 R_{sil}^2 C_{ox1}^2} \right)}{\frac{\omega^2 R_{sil}^2 C_{ox1}^2 (R_s^2 + \omega^2 L_s^2)}{1 + \omega^2 R_{sil}^2 C_{ox1}^2} - R_s} \quad (2.2)$$

Um sicherzustellen, dass sich ein physikalisch sinnvoller Verlauf für die Güte ergibt, wird Gleichung (2.2) zu

$$Q = \omega \frac{\left| L_s - \frac{C_{ox1} (R_s^2 + \omega^2 L_s^2)}{1 + \omega^2 R_{sil}^2 C_{ox1}^2} \right|}{R_s + \frac{\omega^2 R_{sil}^2 C_{ox1}^2 (R_s^2 + \omega^2 L_s^2)}{1 + \omega^2 R_{sil}^2 C_{ox1}^2}} \quad (2.3)$$

genähert. Der Vorteil von Gleichung (2.3) liegt in ihrer Anschaulichkeit. Hierzu wird eine ideale Spule betrachtet, die nur einen ohmschen Verlustwiderstand wegen der endlichen Leitfähigkeit der Metallisierung haben soll, aber keine Substratverluste. In diesem Fall wäre die Güte durch Gleichung (2.4) definiert

$$Q = \omega \frac{L_s}{R_s} \quad (2.4)$$

Vergleicht man Gl. (2.3) mit (2.4), wird klar:

- ♦ Die Zählerfunktion in Gl. (2.3) beschreibt, wie mit zunehmender Frequenz der durch die Kapazität C_{ox1} angekoppelte Verlustterm die Induktivität L_s zuerst verringert und dann überwiegt.

- ♦ Die Nennerfunktion in Gl. (2.3) besteht aus den ohmschen Verluste R_s der Metallisierung plus einem angekoppelten Substratverlustterm, der mit zunehmender Frequenz ansteigt.

Gleichung (2.3) liefert also die Möglichkeit abzuschätzen, inwiefern sich die Güte der Spiralinduktivität auf LR-Si im Vergleich zur identischen Geometrie auf verlustlosem Substrat verschlechtert.

Die Güte kann auch aus den gemessenen Ein-Tor-Streuparametern der Spiralinduktivität nach einer Umrechnung in Y-Parameter direkt bestimmt werden. Eine Abschätzungsmöglichkeit ist dann aber nicht gegeben.

Mit der Ersatzschaltung aus **Bild 2-9** und Gleichung (2.3) können die gemessenen Spiralinduktivitäten ausgewertet werden. Tabelle 2-2 zeigt für die gesamte i- und j-Gruppe die extrahierten Induktivitätswerte und die berechneten Gütewerte sowie die Frequenz, bei der die maximale Güte erreicht wird.

Nummer	Induktivität L_s [nH]	Güte Q	$f_{Q_{\max}}$ [GHz]	Anzahl Windungen	fehlende innere Wdg.
i-1	0.6	4.56	5.25	3	0
i-2	2.0	3.79	3.5	5	0
i-3	9.0	4.1	1.13	10	0
i-4	10.0	5.75	1.31	12	0
i-5	4.0	2.63	2.96	7	0
i-6	4.0	4.12	2.26	7	0
i-7	3.0	4.37	2.36	7	0
i-8	4.0	3.99	2.26	7	0
i-9	4.0	4.4	1.96	7	0
i-10	5.0	4.39	1.43	7	0
j-1	2.0	3.42	2.95	6	0
j-2	6.7	4.1	1.31	9	0
j-3	4.0	4.19	1.4	5	3

j-4	9.0	3.56	1.0	8	3
j-5	4.0	3.63	1.92	4	6
j-6	10.0	4.43	0.8	7	6
j-7	5.0	4.67	1.46	4.5	5
j-8	10.0	3.94	1.0	7.5	4

Tabelle 2-2: Extrahierte Ersatzschaltbildelemente der Spiralinduktivitäten Typ i und j.

Man erkennt, dass zur Realisierung des gleichen Induktivitätswertes weniger physikalische Windungen ausreichen, wenn gleichzeitig ein ausreichend großer Innenraum vorhanden ist, d.h., die Spule insgesamt einen größeren Durchmesser aufweist. Dies wirkt sich auch positiv auf die Güte aus, da bei Abnahme der Anzahl an Windungen die Leiterverluste infolge der reduzierten Länge geringer sind. Vergrößert man die Fläche der Spule weiter, wird dieser Effekt jedoch durch die infolge des größeren Innendurchmessers steigende Leitungslänge wieder ausgeglichen, so dass die Güte ab einem bestimmten Wert wieder abfällt.

Die Auswirkungen der Geometrievariationen auf die Güte und auf das Frequenzmaximum der Güte in Abhängigkeit vom Induktivitätswert können anhand von **Bild 2-12** bis **Bild 2-15** getrennt nach den Variationen innerhalb der i- und j-Gruppe detailliert beobachtet werden. Die einzelnen Punkte in dieser Darstellung sind Tabelle 2-2 entnommen. Wegen einer besseren Übersichtlichkeit sind sie hier miteinander verbunden, die Zuordnung zum i- oder j-Typ kann anhand von Tabelle 2-2 erfolgen.

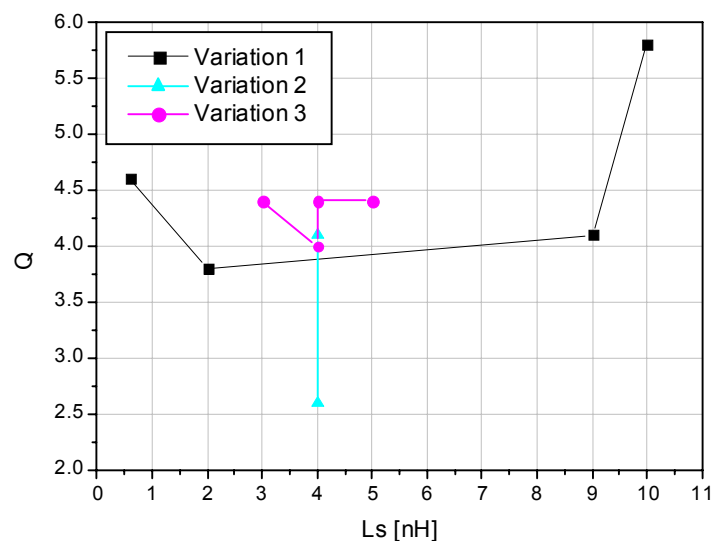


Bild 2-12: Güte Q über dem Induktivitätswert Ls für Variation 1 – 3.

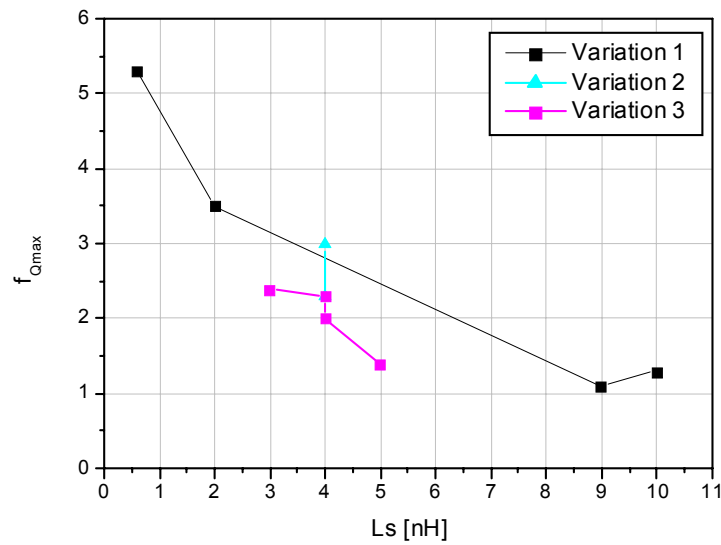


Bild 2-13: Frequenzmaximum von Q über dem Induktivitätswert Ls für Variation 1 – 3.

Variation 1 führt mit steigendem Induktivitätswert tendenziell zu höheren Güten, die aber bei geringer werdenden Frequenzen erreicht werden. Variation 2 liefert bei gleichem Induktivitätswert eine verbesserte Güte bei einem höheren Frequenzmaximum. Variation 3 liefert mit steigendem Induktivitätswert keine signifikanten Änderungen in der Güte.

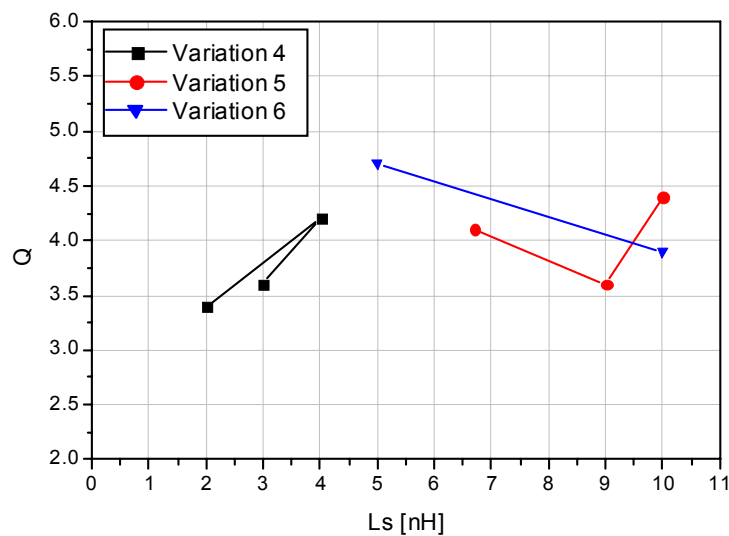


Bild 2-14: Güte Q über dem Induktivitätswert Ls für Variation 4 – 6.

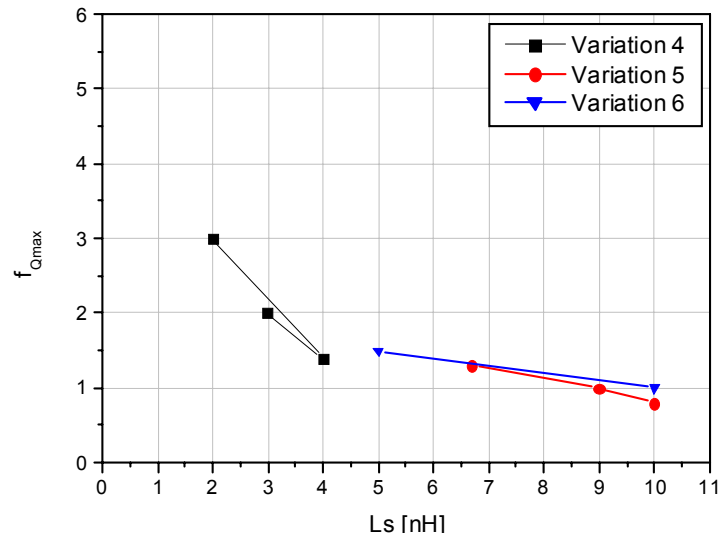


Bild 2-15: Frequenzmaximum von Q über dem Induktivitätswert Ls für Variation 4 – 6.

Die Variationen 4 bis 6 bewegen sich bei der resultierenden Variation der Güte im 20 % Bereich. Mit steigendem Induktivitätswert fallen auch hier die Frequenzmaxima der Güten ab. In **Bild 2-16** und **Bild 2-17** sind jeweils die Güteverläufe der i- und j-Gruppe über der Frequenz aufgetragen. Die hieraus ersichtlichen insgesamt eher geringen Gütewerte sowohl der i-, als auch der j-Gruppe lassen vermuten, dass noch Potential in bezug auf die Güte-Eigenschaften der Spiralinduktivitäten vorhanden ist, das durch Verbesserung der Geometrie genutzt werden könnte.

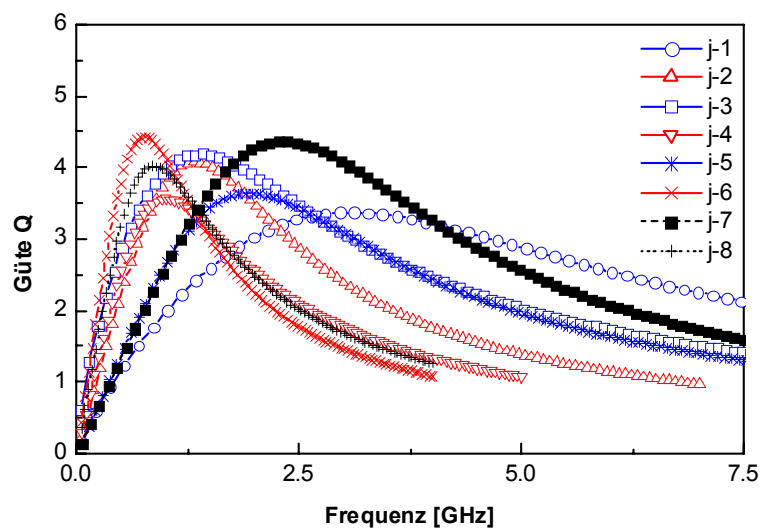


Bild 2-16: Güte Q über der Frequenz (j-Gruppe); Aufgetragen ist der Frequenzverlauf bis zur jeweils ersten Resonanzfrequenz der Spiralinduktivität

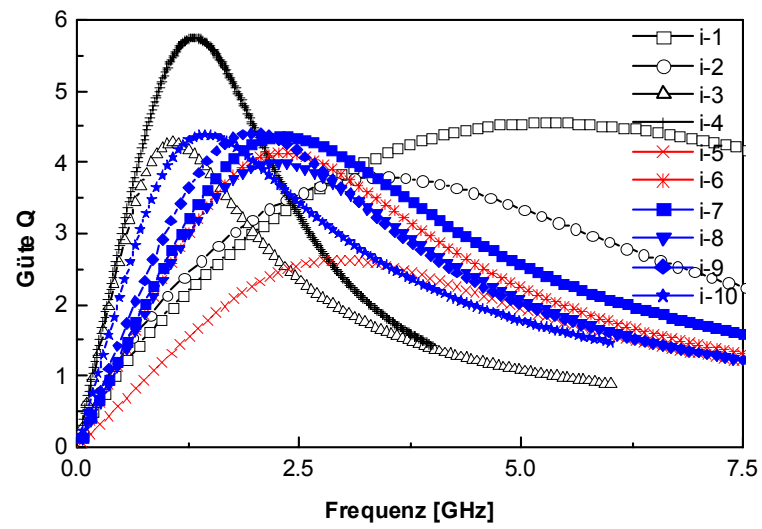


Bild 2-17: Güte Q über der Frequenz (i-Gruppe); sonst wie **Bild 2-16**

2.2.4 Geometrievariation zur Güteverbesserung

Zur Variation der Spiralinduktivitätsgeometrie wurden rechteckige Induktivitäten mit einem Innenraum fester Größe von $4(w+s)^2$ untersucht.

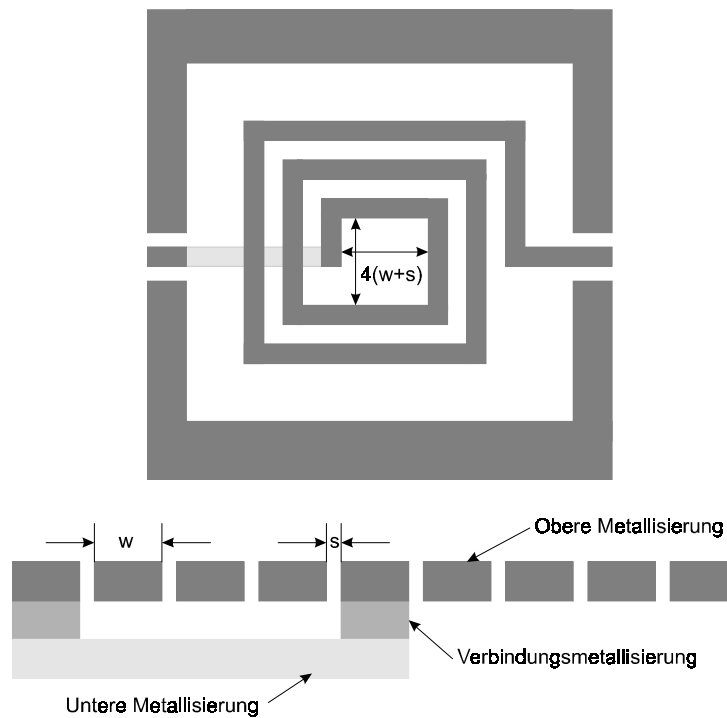


Bild 2-18: Schematische Darstellung der Spiralinduktivität in koplanarer Leitungsumgebung mit eckiger Geometrie. Die Leiterbreite wird mit „w“, die Schlitzbreite mit „s“ bezeichnet.

In Tabelle 2-3 sind die extrahierten Induktivitätswerte und die erzielten Güten dieser Spiralinduktivitäten (Typ "h") zusammengefasst.

Nummer	Induktivität L_s [nH]	Güte Q	$f_{Q_{\max}}$ [GHz]	Anzahl Windungen
h-1	0.2	11.7	39.9	1.5
h-2	0.5	8.3	15.3	2.5

h-3	2.0	5.5	4.3	4.5
h-4	4.0	4.3	2.5	6.5
h-5	9.0	4.6	1.1	8.5
h-6	10.0	4.0	1.1	10.5

Tabelle 2-3: Extrahierte Induktivitätswerte und Güten der Spiralinduktivitäten Typ h.

Bild 2-19 zeigt den Verlauf der Güte über der Frequenz für die Typ h Spiralinduktivitäten, wieder dargestellt bis zur ersten Resonanz der jeweiligen Struktur.

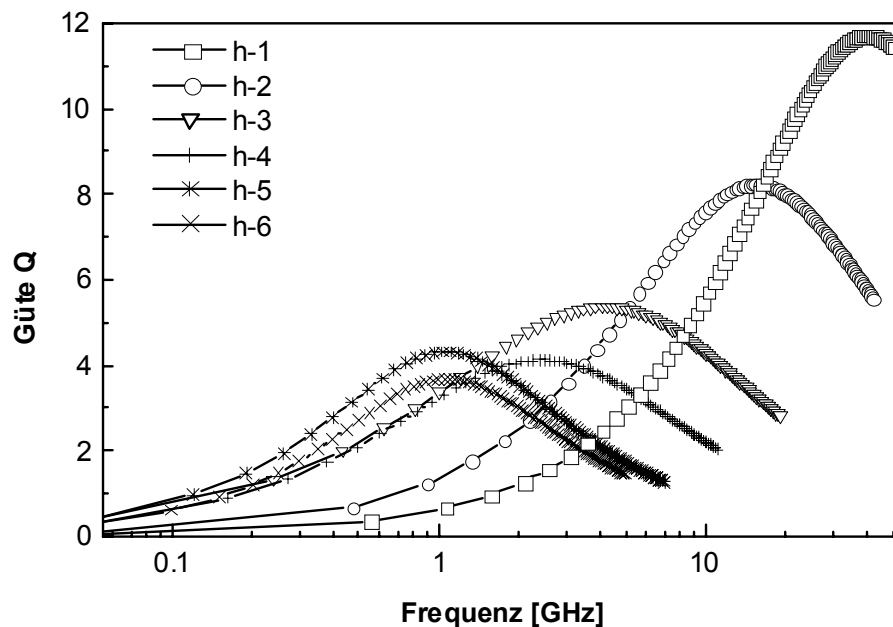


Bild 2-19: Güte der Spiralinduktivitäten mit rechteckigem Layout (Typ „h“). Die Frequenzachse ist logarithmiert.

Es ist ersichtlich, dass mit dieser Geometrievariante bessere Gütwerte erzielt werden können. Der Vergleich der Spiralinduktivität h-2 zur Induktivität i-1 zeigt bei vergleichbarem Induktivitätswert von 0.5 nH eine Verbesserung der Güte um den Faktor 2 bei gleichzeitiger Steigerung von $f_{Q_{\max}}$ um den Faktor 3 und der Resonanzfrequenz um 10 %. Beim Entwurf der integrierten Schaltungen wurden daher ausnahmslos Spiralinduktivitäten mit rechteckigem Layout verwendet.

2.3 MIM-Kondensator

Als hochgütige Kondensatoren werden in der planaren Schaltungstechnik MIM („metal insulator metal“) Strukturen verwendet. Damit lassen sich je nach Dielektrikum und Größe Kapazitätswerte im Bereich von Femto- bis Picofarad erzielen. Übliche Kapazitätswerte liegen im Bereich von 0.1 bis 50 pF. Da die untere Elektrode auf dem niederohmigen Substrat liegt und damit den wirksamen Teil des Kondensators vom Substrat isoliert, sind MIM-Kondensatoren in erster Näherung bei Frequenzen bis 10 GHz als ideale Kapazitäten modellierbar. Um auch bei hohen Frequenzen genaue Simulationsergebnisse erzielen zu können, müssen die parasitären Effekte berücksichtigt werden. Im Folgenden wird der MIM-Serienkondensator ausführlich diskutiert. Für den MIM-Parallelkondensator wird das Ersatzschaltbild gezeigt.

In **Bild 2-20** ist der MIM-Serienkondensator in Draufsicht und im Querschnitt dargestellt.

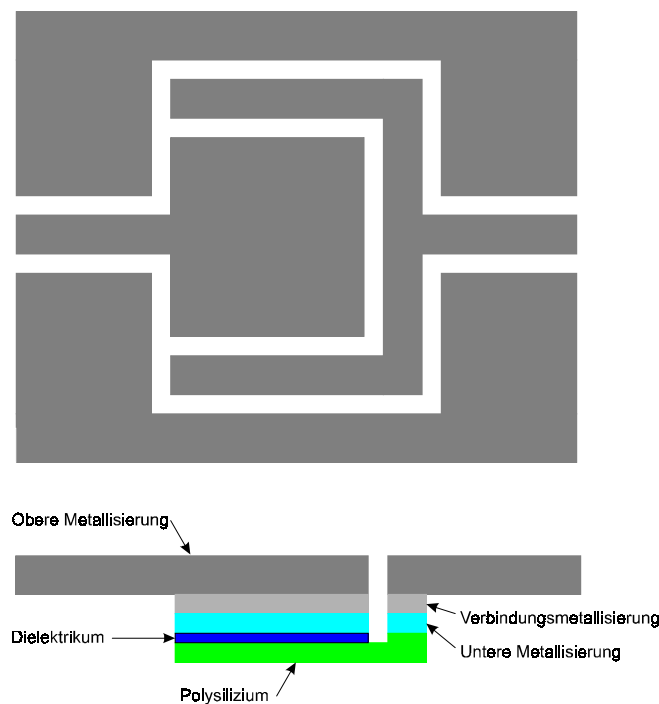


Bild 2-20: MIM-Serienkondensator in koplanarer Leitungsumgebung; Draufsicht (oben) und Querschnitt (unten)

Im Querschnitt, **Bild 2-20** unten, ist dargestellt, wie die zweite Elektrode des Kondensators von der leitenden Polysiliziumschicht auf die oberste Metallebene geführt wird. Um dabei keine zusätzlichen Streukapazitäten zur koplanaren Masse zu erzeugen, wird die dielektrische Schicht von der zweiten Elektrode U-förmig abgeschirmt. Die für diesen Aufbau entwickelte Ersatzschaltung ist in **Bild 2-21** dargestellt. **Bild 2-22** zeigt die Ersatzschaltung für den MIM-Parallelkondensator in koplanarer Leitungsumgebung.

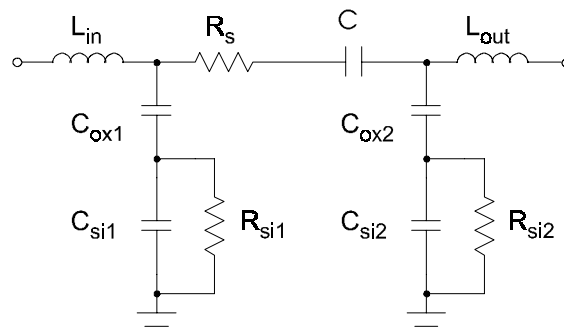


Bild 2-21: Ersatzschaltung für die MIM-Kapazität in koplanarer Leitungsumgebung und Serienschaltung

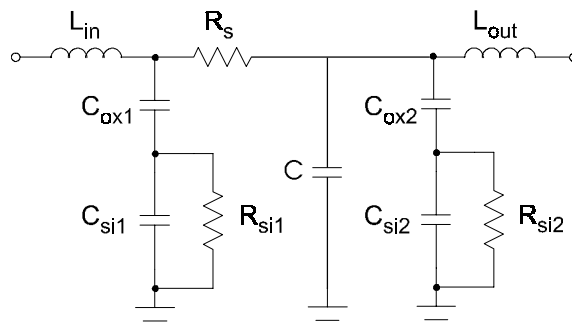


Bild 2-22: Ersatzschaltung für die MIM-Kapazität in koplanarer Leitungsumgebung und Parallelschaltung

Die beiden Ersatzschaltungen berücksichtigen:

L_{in} / L_{out}

Induktivität der Zuführungsleitungen

R_s

ohmscher Serienwiderstand der Struktur, bestehend aus dem DC-Anteil und einem frequenzabhängigen Anteil

C

Hauptkapazität

C_{ox}

Kapazität der Oxidschicht

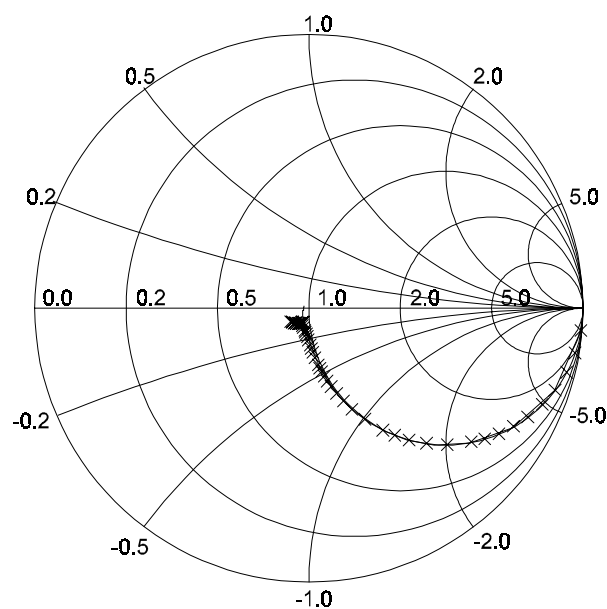
C_{si}

Substratkapazität

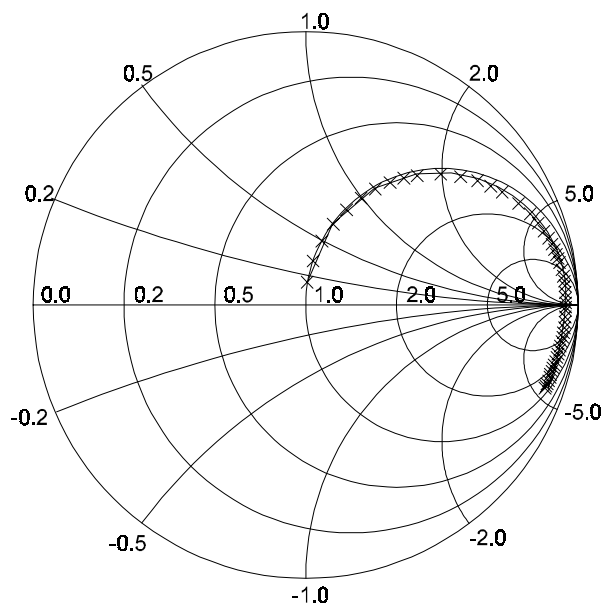
R_{si}

Substratleitfähigkeit

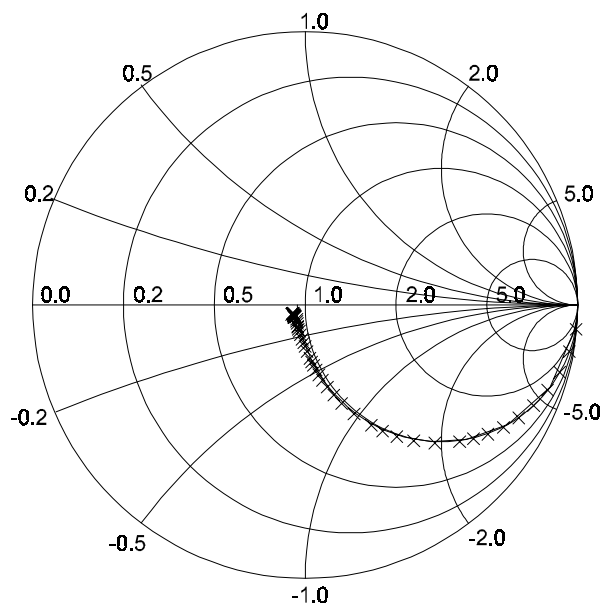
Der in **Bild 2-23** gezeigte Vergleich von modellierten zu gemessenen Daten belegt am Beispiel eines Serien-MIM die Eignung der vorgestellten Ersatzschaltungen.



(a) Reflexionsfaktor S_{11}



(b) Transmissionsfaktor S_{21}



(c) Reflexionsfaktor S_{22}

Bild 2-23: Streuparameter MIM-Serienkondensator in koplanarer Leitungsumgebung (Vergleich Messung (Symbole) mit Modell (durchgezogene Linien) im Frequenzbereich 0.05 GHz bis 50 GHz

2.4 Varaktordiode

Zur möglichst leistungslosen Abstimmung eines spannungsgesteuerten Oszillators („voltage controlled oscillator“, VCO) wird eine spannungsabhängige Kapazität benötigt. Dazu wird die Sperrschichtkapazität einer Diode verwendet. Bei HBT-Prozessen ist das üblicherweise die Basis-Kollektor-Schicht-Diode. Beim ATMEL-Prozess wurde alternativ eine ESD-Schutzdiode („electrostatic discharge“) als Varaktor benutzt. Deren Mikrowellenverhalten im Sperrbereich wurde mit einem Kleinsignal-Ersatzschaltbild nach **Bild 2-24** simuliert.

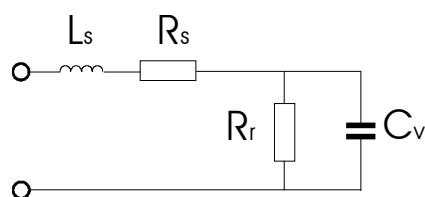


Bild 2-24: Kleinsignal-Ersatzschaltbild einer Varaktordiode

In **Bild 2-24** bezeichnen L_s die Zuleitungsinduktivität, R_s den ohmschen Kontaktwiderstand, R_r den spannungsabhängigen Widerstand des Halbleiters und C_v die spannungsabhängige Sperrschichtkapazität. Aus Eintor-Streuparametermessungen bei verschiedenen Sperrspannungen und Kennlinienmessungen können die Elementwerte bestimmt werden. Dabei ergibt sich: $R_s = 2.3 \, \Omega$, $L_s = 53 \, \text{pH}$ und $R_r = 3.7 \, \text{k}\Omega \dots 20 \, \text{k}\Omega$ für $0.5 \, \text{V} \dots 6.0 \, \text{V}$ Sperrspannung. Der Kapazitätsverlauf über der Sperrspannung folgt mit guter Näherung Gleichung (2.5), wie **Bild 2-25** exemplarisch zeigt.

$$C_v = \frac{C_{v_0}}{\sqrt{1 + \frac{V}{V_D}}} \quad (2.5)$$

Gleichung (2.5) bestimmt die Sperrschichtkapazität bei einem einseitig abrupten pn-Übergang. Hier bezeichnet C_{v_0} die Sperrschichtkapazität bei 0 Volt Sperrspannung, V ist die Sperrspannung (positiv) und V_D ist die Diffusionsspannung. Die Parameter zur Berechnung der Kurve in **Bild 2-25** sind: $C_{v_0} = 5.4 \, \text{pF}$, $V_D = 1.8 \, \text{V}$.

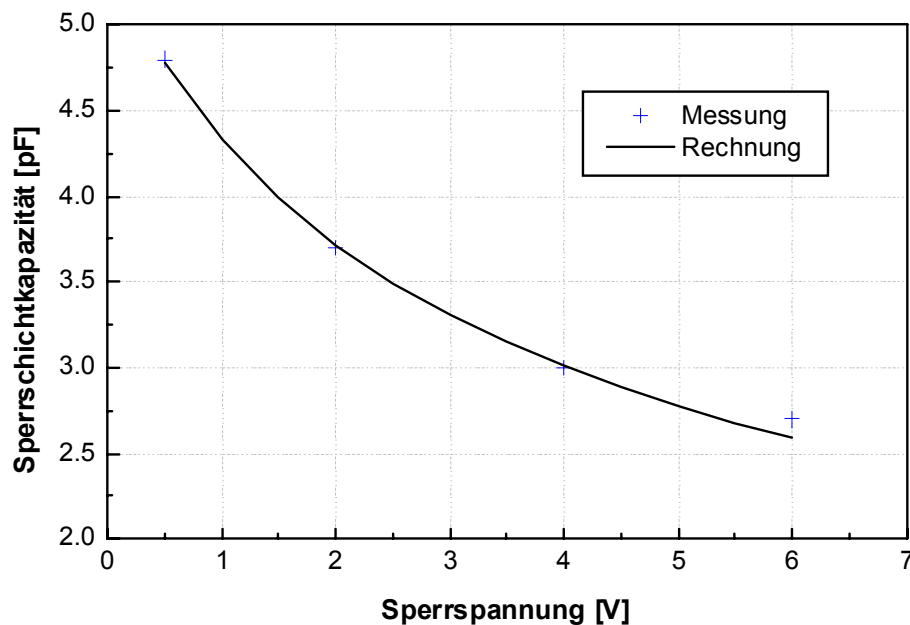


Bild 2-25: Sperrschichtkapazitätsverlauf der ESD-Diode über der Sperrspannung: Vergleich von theoretischem Verlauf (durchgezogene Linie) und aus Messwerten extrahiertem Verlauf (Symbole)

Man erkennt, dass die verwendete ESD-Diode sehr gut als Varaktordiode benutzbar ist. Der oben gezeigte Verlauf entspricht vom Minimal- zum Maximalwert einer Kapazitätsvariation von 1:1.8. Da nach der obigen Extraktion alle Diodenparameter bekannt sind, kann auch ein Großsignal-Diodenmodell zur weiteren Simulation verwendet werden.

2.5 SiGe Heterobipolartransistor

2.5.1 Einführung

Als aktives Element wird in allen hier betrachteten MMIC Schaltungen ein Heterobipolartransistor verwendet. Da spezielle HBT-Modelle in den gängigen Schaltungssimulatoren noch nicht implementiert sind, müssen entweder eigene Modelle einkompiliert werden oder die vorhandenen Modelle, die Bipolartransistoren beschreiben, mit angepassten Parametern benutzt werden.

Derzeit stehen im wesentlichen vier verschiedene Bipolartransistormodelle, zum Teil in einkompilierter Form, zur Auswahl. Das sind das SPICE Gummel-Poon Modell (SGPM) [39], das Mextram Modell [22] [23], das Hicum Modell [24] [25] und das Vertical Bipolar Inter-company Modell (VBIC) [44] [45]. Die drei letztgenannten stehen unter stetiger Weiterentwicklung. Ein Vergleich des SGPM-Modells mit dem VBIC-Modell findet sich in [46].

Die Nutzbarkeit eines Modells steht und fällt mit Vorhandensein einer zuverlässigen Parameter-Extraktionsroutine. Deshalb wurde für diese Arbeit auf eine Extraktionsroutine, die am FBH zur Modellierung von GaAs-HBT mit einem eigenen HBT-Großsignalmodell [38] entwickelt wurde, zurückgegriffen. Bei dieser Extraktionsroutine werden aus gemessenen Streuparametern zuerst äußere Parameter bestimmt, die die Anschlussumgebung beschreiben. Nach dem Deembedding der äußeren Parameter können die inneren Parameter bestimmt werden, die den inneren HBT beschreiben.

Die in [38] bestimmten äußeren Parameter beziehen sich im GaAs- HBT Fall ebenso wie im SiGe-HBT Fall auf eine koplanare Anschlussumgebung und können übernommen werden.

Die inneren Parameter sind modellspezifisch und nur begrenzt von Modell zu Modell übertragbar. Die Ergebnisse aus [38] können hier als Startwerte zur Bestimmung von z.B. Gummel-Poon Parametern benutzt werden.

Die HBTs in dieser Arbeit wurden größtenteils mit dem Gummel-Poon Modell modelliert. Allerdings können mit dem Gummel-Poon Modell bestimmte Effekte nicht modelliert werden, weil sie nicht berücksichtigt worden sind. Dazu gehören Hochstromeffekte, z.B. der Kirkeffekt, der Kollektor-Emitter-Avalanche-Durchbruch, eine spannungsabhängige Laufzeit über die Basis-Kollektor Raumladungszone und der parasitäre Substrattransistor. Diese physikalischen Effekte werden im VBIC Modell berücksichtigt. Deshalb fand das VBIC Modell Verwendung, wenn anhand der DC-Kennlinien und der Streuparameter des gemessenen HBT klar wurde, dass eine genauere Beschreibung nötig war.

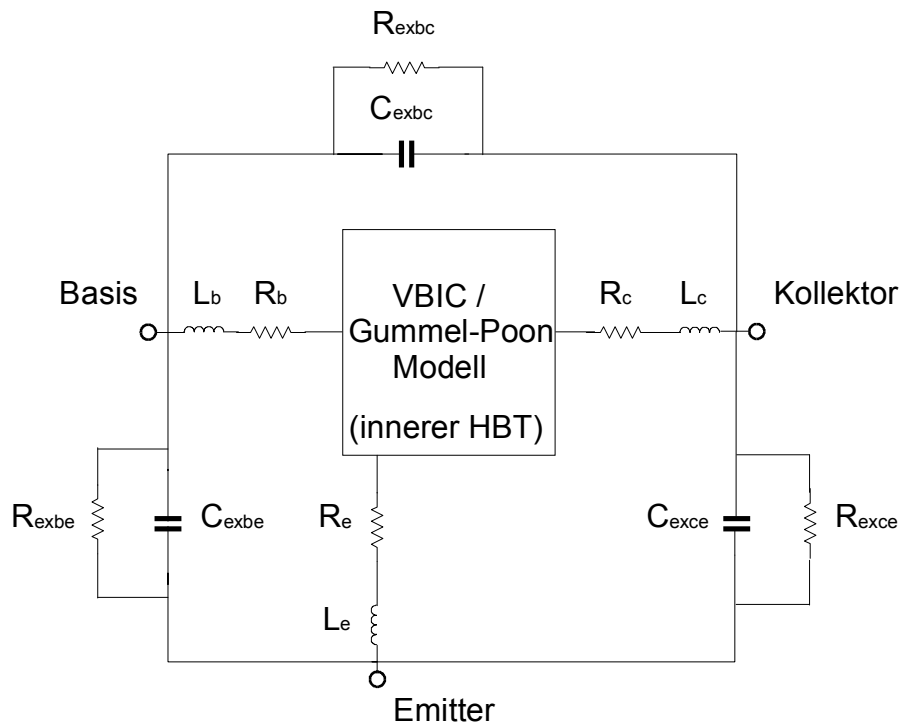


Bild 2-26: HBT-Ersatzschaltung mit inneren und äußeren Elementen. Die äußeren Elemente beschreiben die koplanare Anschlussumgebung und können aus S-Parametermessungen bestimmt werden. Der innere HBT wird durch ein Großsignalmodell, VBIC- oder Gummel-Poon Modell, beschrieben.

Auf die Kleinsignal- und Großsignalmodellierung eines HBT wird an dieser Stelle nicht weiter eingegangen, da dies nicht Thema der Arbeit ist. Für den Schaltungsdesigner ist ein möglichst exaktes Modell essentiell und die Modellierung gehört zum Rüstzeug.

Näher eingegangen wird auf das niederfrequente Transistorrauschen und dessen Modellierung, da das wesentlich für die vorgestellten Oszillatorschaltungen ist.

2.5.2 Niederfrequentes Transistorrauschen

Mit dem Begriff „niederfrequentes Transistorrauschen“, im weiteren LF-Rauschen, vom engl. low-frequency noise, genannt, wird hier das Rauschen des Transistors in einem Frequenzbereich von einigen Hertz bis ca. 1 MHz bezeichnet. Für größere Frequenzen geht bei den betrachteten GaAs- und SiGe-HBTs das LF-Rauschen in das HF-Rauschen (hochfrequentes Transistorrauschen) über, welches, im Gegensatz zum LF-Rauschen, i.a. weißes Rauschen darstellt, d.h. eine über der Frequenz konstante Leistungsdichte hat. Bei welcher Frequenz sich dieser Übergang vollzieht, hängt sowohl von der Bauart des Transistors, als auch von externen Faktoren, wie Arbeitspunkt, Beschaltung und Temperatur, ab.

Die Beschreibung des LF-Rauschens kann, analog zur üblichen Beschreibung des HF-Rauschens, mittels Rauschstromquellen und Rauschspannungsquellen erfolgen [14].

Die bei integrierten Schaltungen interessierenden Rauschprozesse, die zu LF- und HF-Rauschen führen, werden im folgenden kurz erläutert. Eine eingehende Behandlung findet sich z.B. in [12].

2.5.2.1 Schrot-Rauschen

Als Schrotrauschen (engl. „shot noise“) wird die Schwankung innerhalb eines Gleichstromes bezeichnet, der außen an einem pn-Übergang gemessen wird. Das Schrotrauschen in Halbleitern entsteht an pn-Übergängen und ist damit bei allen bipolaren Transistoren, also auch bei HBTs vorhanden. Experimentell wurde für die Größe der spektralen Schrot-Rauschstromdichte folgende Beziehung gefunden (Gleichung (2.6)). Darin steht I für den Gleichstrom, q für die Ladung eines Elektrons und Δf für die Meßbandbreite.

$$\langle i^2 \rangle = 2 \cdot q \cdot I \cdot \Delta f \quad (2.6)$$

2.5.2.2 1/f Rauschen

Das 1/f Rauschen, engl. „flicker noise“, entsteht in aktiven Bauelementen und auch in Widerständen, wenn ein Gleichstrom fließt. Der Ursprung des 1/f Rauschens im Halbleiter wird in Verunreinigungen und Kristallgitterfehlern vermutet [10]. Die spektrale Rauschstromdichte ist hier frequenzabhängig, ihr experimentell gefundener Wert berechnet sich zu (Gleichung (2.7)):

$$\langle i^2 \rangle = K_F \cdot \frac{I^{A_F}}{f^{f_F}} \cdot \Delta f \quad (2.7)$$

Man erkennt anhand von Gleichung (2.7) die namensgebende Frequenzabhängigkeit. Sie kann etwas von f^1 abweichen, was mit dem Parameter f_F berücksichtigt wird. Die Parameter A_F und K_F skalieren den Einfluß des Gleichstromes I auf das 1/f Rauschen. Alle Parameter werden aus Messungen des LF-Rauschens bei verschiedenen Gleichströmen extrahiert (siehe Abschnitt 2.5.3).

2.5.2.3 Generations-Rekombinations-Rauschen

Das Generations-Rekombinations-Rauschen tritt in aktiven Bauelementen auf. Die experimentell gefundene Gleichung zur Bestimmung der spektralen Rauschstromdichte des Generations-Rekombinations-Rauschens ist (Gleichung (2.8)):

$$\langle i^2 \rangle = K_B \cdot \frac{I^{A_B}}{1 + \left(\frac{f}{f_B} \right)^2} \cdot \Delta f \quad (2.8)$$

Die spektrale Rauschstromdichte fällt hier quadratisch für Frequenzen größer als f_B . Die Parameter K_B , A_B und f_B werden aus LF-Rauschmessungen extrahiert.

2.5.2.4 Thermisches Rauschen

Das thermische Rauschen entsteht aus der thermischen Bewegung der Ladungsträger. Es ist proportional zur Temperatur und unabhängig von einem Gleichstromfluß. Geht die absolute Temperatur gegen null, geht auch das thermische Rauschen gegen null. Für die Größe der spektralen thermischen Rauschstromdichte bei einem Widerstand gilt (Gleichung (2.9)):

$$\langle i^2 \rangle = \frac{4 \cdot k \cdot T}{R} \cdot \Delta f \quad (2.9)$$

Darin ist T die absolute Temperatur, k die Boltzmann-Konstante und R der Widerstandswert.

2.5.3 Modellierung des HBT LF-Rauschens

Das LF-Rauschen des HBTs wird mittels einer Rauschstromquelle, die sich am Basis-Emitter-Übergang des HBTs befindet, modelliert. Die Berechnung geht dabei von einem, für den Niederfrequenzfall vereinfachten, Kleinsignalersatzschaltbild des HBT, vgl. **Bild 2-27**, aus.

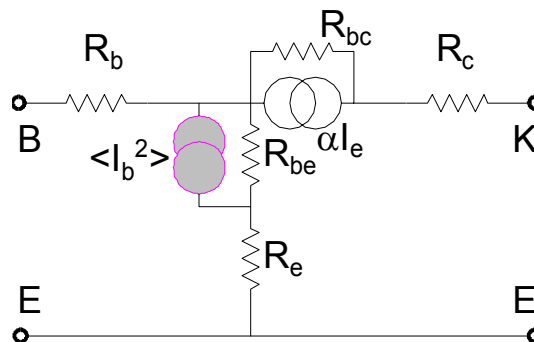


Bild 2-27: HBT-Kleinsignalersatzschaltung im Niederfrequenzfall mit Rauschstromquelle $\langle i_b^2 \rangle$. Alle reaktiven Ersatzschaltbildelemente können vernachlässigt werden. Abk. „B“ Basisanschluss, „K“ Kollektoranschluss, „E“ Emitteranschluss des HBT

Die spektrale Rauschstromdichte dieser Quelle wird aus der Überlagerung der physikalisch voneinander unabhängigen Rauschstromdichten nach Abschnitt 2.5.2.1 bis 2.5.2.4 gebildet.

Diese Herangehensweise ist konform mit der gängigen LF-Rauschmodellierung bei Bipolartransistoren (SGPM mit Erweiterung von Antognetti et al [47]), wie sie in kommerziellen Schaltungssimulatoren (Agilent MDS/ADS, SPICE, usw.) implementiert ist.

Die Rauschstromquelle am Basis-Emitter-Übergang des HBT wird in [47] mit der Formel

$$\frac{\langle i_b^2 \rangle}{\Delta f} = 2 \cdot q \cdot I_B + K_F \cdot \frac{I_B^{\Lambda_F}}{f^{f_F}} + K_B \cdot \frac{I_B^{\Lambda_B}}{1 + \left(\frac{f}{f_B} \right)^2} \quad (2.10)$$

beschrieben.

Der Anteil dieses Rauschquellstromes im LF-Rauschen des HBT, welches vom Kollektor nach Masse (vgl. **Bild 2-28**) und nicht an der Basis gemessen wird, kann durch eine geeignete Transformation berechnet werden [9]. Der Aufbau der on-wafer Messung des LF-Rauschens ist in **Bild 2-28** dargestellt.

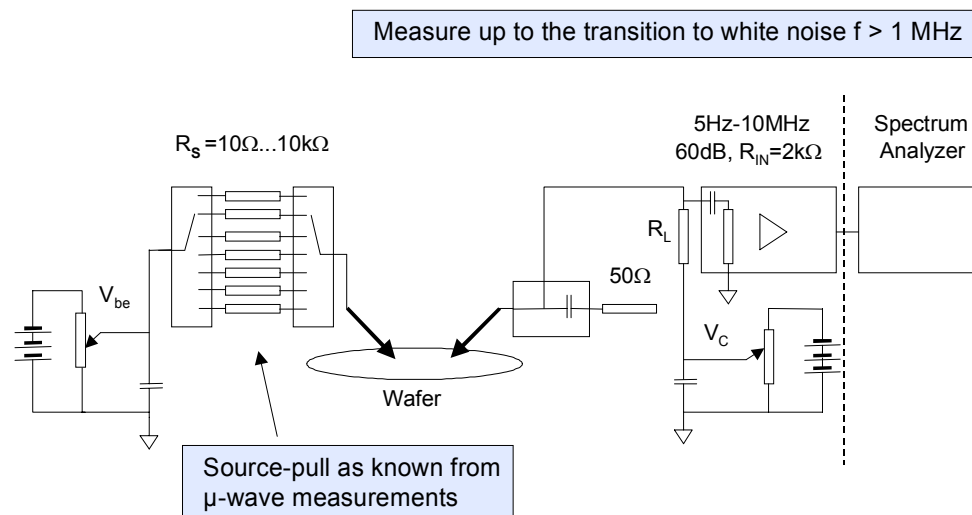


Bild 2-28: Aufbau der on-wafer LF-Rauschmessung mit verschiedenen Quell- bzw. Eingangsimpedanzen R_s , Quelle: Dr. Heymann, FBH [9]

Zur Modellierung und Transformation des LF-Rauschens wurde ein C-Programm, Programm LFex (vgl. Abschnitt 5.3.3), geschrieben, welches unter der Randbedingung einer LF Rauschquelle, Beschreibung gemäß Gleichung (2.10), arbeitet.

Untersuchungen des LF-Rauschens an HBTs zeigen, dass nur eine einzelne Rauschstromquelle am Basis-Emitter-Übergang nicht allgemein, d.h. bei allen Quellimpedanzen R_s (vgl. **Bild 2-28**), das LF-Rauschen des HBTs beschreibt [9] [31]. Im Fall der hier vorgestellten Methode zur Phasenrauschberechnung ist das aber kein Nachteil, da nur jeweils die aktuelle, also eine Quellenimpedanz, beschrieben werden muss.

3 Grundlegendes zum Entwurf monolithisch integrierter HBT-Oszillatoren

3.1 Kenngrößen eines Oszillators

Die Kenngrößen, die einen integrierten Oszillator charakterisieren, lassen sich in zwei Kategorien einteilen. Die erste Kategorie bilden die Vorgaben für das elektrische und thermische Verhalten. Hier ist zuerst die Vorgabe für die Frequenz, bzw. für die Mittenfrequenz bei einem abstimmbaren Oszillator, zu nennen. Weiterhin spezifiziert werden die minimale und maximale Leistung der Grundwelle, das Phasenrauschen, der absolute Abstimmbereich und die minimale und maximale Abstimmsteilheit. Die Erhöhung oder Erniedrigung („pushing“ oder „pulling“) der Frequenz und der Leistung in Abhängigkeit der Gleichströme und –spannungen unterliegt ebenso wie die Höhe der Versorgungsspannung und die maximale Leistungsaufnahme der Reglementierung. Die Erhöhung oder Erniedrigung von Frequenz und Leistung in Abhängigkeit der Lastimpedanz („load pushing/pulling“) ist immer unerwünscht und muss gering gehalten werden. Neben den Vorgaben für die Grundwelle gibt es auch Vorgaben für die Harmonischen, deren Pegel im Verhältnis zur Grundwelle eine bestimmte Größe nicht überschreiten darf. Das gleiche gilt für den Pegelabstand von Störemissionen („spurious emissions“) zur Grundwelle. Die Temperaturgänge von Leistung und Frequenz vervollständigen die wichtigsten elektrischen, sowie thermischen Charakteristika.

Die Tabelle 3-1 fasst die genannten elektrischen und thermischen Kenngrößen mit ihren jeweiligen Einheiten zusammen.

Kenngröße	Einheit
Frequenz / Mittenfrequenz	Hz
min. u. max. Leistung der Grundwelle	dBm

absoluter Abstimmbereich	Hz
min. u. max. Abstimmsteilheit	Hz/V
Frequenz-pushing oder pulling	Hz/A, Hz/V
Leistungs-pushing oder pulling	dBm/A, dBm/V
Versorgungsspannung, (V_{supply})	V
Max. Leistungsaufnahme	mW
Frequenz-load pushing/pulling	Hz
Leistungs-load pushing/pulling	dBm
Pegelabstand Harmonische	dBc
Pegelabstand Störemissionen	dBc
Phasenrauschen	dBc/Hz bei Ablagefrequenz
Temperaturgang Leistung	dBm/°C
Temperaturgang Frequenz	Hz/°C

Tabelle 3-1: Elektrische und thermische Oszillatorkenngrößen

Die zweite Kategorie umfasst die Topologie und Geometrie des Oszillators. Hier wird z.B. festgelegt, ob der Oszillator einen unsymmetrischen („single-ended“) oder symmetrischen („differential“) Ausgang hat und in welcher Art die Versorgungsspannung ausgelegt ist. Nicht zuletzt maßgeblich ist die Größe der integrierten Schaltung.

Die Einhaltung der obigen Spezifikationen muss während der Entwurfsphase des Oszillators beachtet werden. Je nach Art der Spezifikation sind dafür verschiedene Methoden nützlich und Kenntnisse über den MMIC Prozess nötig. Grundsätzlich können die Entwurfsmethoden in Kleinsignal- und Großsignalmethoden eingeteilt werden.

3.2 Kleinsignalentwurf

Die Kleinsignalparametermethode ist eine lineare Oszillatorentwurfsmethode. Da das Ergebnis auf einer linearisierten Betrachtung beruht, sind nur Aussagen über die „lineare“ Schwingfrequenz möglich, jedoch keine Aussagen über die Oszillatorleistung. Als lineare

Schwingfrequenz wird im folgenden das Ergebnis für die Schwingfrequenz aus der linearisierten Betrachtung bezeichnet.

Bei Mikrowellenoszillatoren werden als Kleinsignalparameter Streuparameter verwendet. Zur Simulation des Transistors kann ein S-Parametersatz im ausgewählten Arbeitspunkt verwendet werden, oder das Großsignalmodell des Transistors wird mit einem Kleinsignal um diesen Arbeitspunkt angesteuert. Zur Berechnung der linearen Schwingfrequenz wird die Schleifenverstärkung ermittelt, indem die Oszillatorschaltung an geeigneter Stelle aufgetrennt wird. Die beiden Enden der aufgetrennten Schleife bilden jetzt ein Zweitor. Die Frequenz, bei der der Betrag des Produktes von Eingangs- und Ausgangsreflexion größer als eins ist, und gleichzeitig die Phase dieses Produktes zu null wird, ist die lineare Schwingfrequenz f_{lin} .

Bild 3-1 zeigt das vereinfachte Mikrowellenersatzschaltbild eines Reflexionsoszillator-Grundtyps mit reaktiven Abschlüssen an der Basis und am Emitter und einem Lastwiderstand am Kollektor. **Bild 3-2**, **Bild 3-3** und **Bild 3-4** zeigen die drei Möglichkeiten, den Oszillator aufzutrennen.

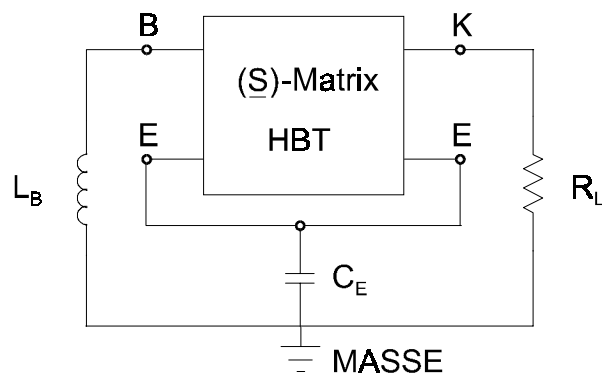


Bild 3-1: Mikrowellenersatzschaltbild eines vereinfachten Reflexionsoszillator-Grundtyps; Abk. „B“ Basisanschluss, „K“ Kollektoranschluss, „E“ Emitteranschluss des HBT

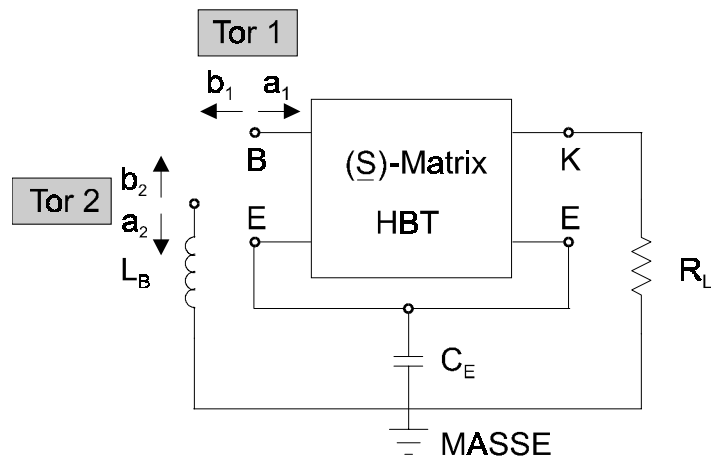


Bild 3-2: Kleinsignalanalyse: Auftrennung der Schleife an der Basis des HBT; a_i bzw. b_i bezeichnen in das Tor i hinein- bzw. herausfließende Leistungswellen

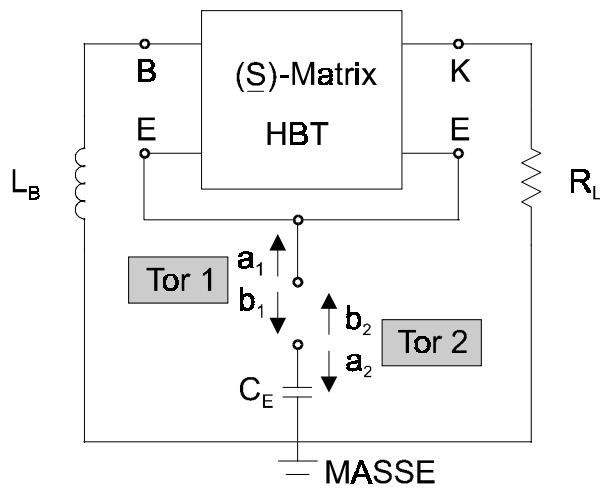


Bild 3-3: Kleinsignalanalyse: Auftrennung der Schleife am Emitter des HBT

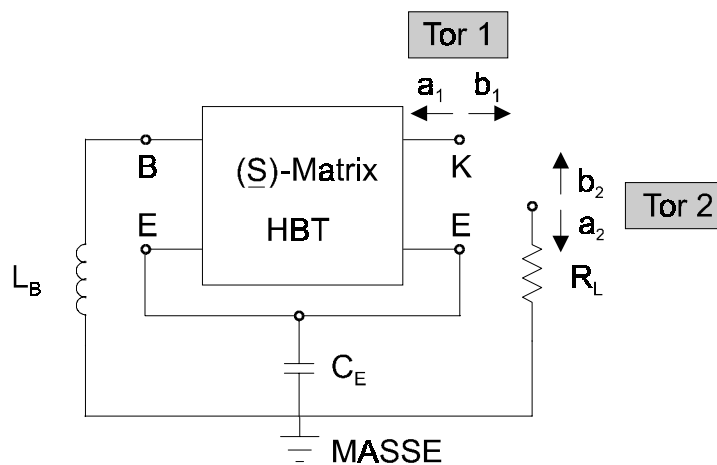


Bild 3-4: Kleinsignalanalyse: Auftrennung der Schleife am Kollektor des HBT

Für die weitere Analyse ist zu beachten, dass, z.B. a_1 aus **Bild 3-2** nicht mit a_1 aus **Bild 3-3** oder **Bild 3-4** identisch ist, da die Schaltungsteile nicht komplett entkoppelt sind. Das gleiche gilt für die anderen Leistungswellen. Damit stellt sich die Frage, bei welcher Auftrennung die korrekte „lineare“ Schwingfrequenz berechnet wird. Um dieses Problem zu lösen, wurde von Agilent der sogenannte Oszillator-Testport eingeführt. Auf dieses Element wird in Abschnitt 3.3.2 näher eingegangen. Nach der Bestimmung der Streuparameter kann die lineare Schwingfrequenz berechnet werden.

Die Betrags- und Phasenbedingungen für die Streuparameter im eingeschwungenen Zustand des Oszillators lauten:

$$\left| \underline{S}_{11}(f_{\text{lin}}) \cdot \underline{S}_{22}(f_{\text{lin}}) \right| = 1 \quad (3.1)$$

$$\arg(\underline{S}_{11}(f_{\text{lin}}) \cdot \underline{S}_{22}(f_{\text{lin}})) = 0 \quad (3.2)$$

Um ein Anschwingen der Oszillation sicherzustellen, muss in der Betragsbedingung

$$\left| \underline{S}_{11}(f_{\text{lin}}) \cdot \underline{S}_{22}(f_{\text{lin}}) \right| > 1 \quad (3.3)$$

gelten.

Mit dieser Methode lässt sich prinzipiell bei jedem Oszillator die lineare Schwingfrequenz errechnen, sie ist nicht auf einen Oszillator mit direkter Rückkopplung zwischen Kollektor und Basis beschränkt.

Der Nachteil der Kleinsignalparametermethode liegt in der linearisierten Betrachtung und der damit verbundenen begrenzten Aussagekraft der linearen Schwingfrequenz. Als Vorteil ist zu werten, dass nur der mikrowellenrelevante Teil der Gesamtschaltung berechnet werden muss, da die Methode eine Arbeitspunktabhängigkeit per se ausschließt. Damit kann weitgehend auf

gemessene Parameter zurückgegriffen werden und Unsicherheiten durch die Großsignalmodellierung bleiben ohne Einfluß.

3.3 Großsignalentwurf

Als Großsignalentwurfsmethoden werden Verfahren bezeichnet, die die nichtlinearen Elemente berücksichtigen. Sie sind notwendig, um die Leistung der Schwingung zu errechnen. Im folgenden werden zwei Großsignalentwurfsmethoden diskutiert.

3.3.1 Oszillatorentwurf nach Kurokawa

Die erste Methode wurde 1961 von Kurokawa [49] präsentiert. Sie ist gut anwendbar, wenn sich der Oszillator räumlich in zwei Teile, den hochgütigen Resonator und den Verstärker, trennen läßt. In **Bild 3-5** wird diese Aufteilung prinzipiell gezeigt. Hierbei ist entscheidend, wie später noch erläutert wird, dass der Resonator das einzige frequenzselektive Element ist. Zur Analyse der Schaltung wird nun die frequenzabhängige Eingangsimpedanz des Resonators berechnet, sowie die Eingangsimpedanz des Verstärkers in Abhängigkeit der Eingangsleistung. Hierbei wird vorausgesetzt, dass die Eingangsimpedanz des Verstärkers im betrachteten Bereich unabhängig von der Frequenz des Eingangssignals ist.

Die Streuparametermatrix im Arbeitspunkt (**Bild 3-1**) muss jetzt aber durch das HBT-Großsignalmodell ersetzt werden, da die Ausgangsleistung des Verstärkers in Abhängigkeit von der Eingangsleistung bestimmt werden soll. Als „Resonator“ fungiert ein LC-Schwingkreis.

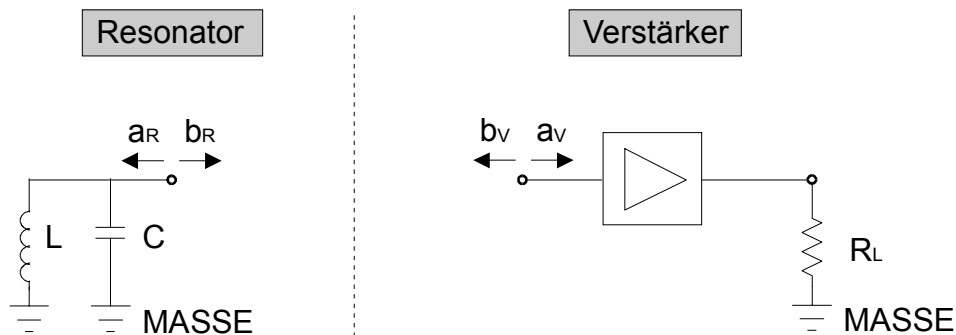


Bild 3-5: Aufteilung eines Oszillators in ein Resonator-Eintor und ein Verstärker-Eintor

Werden beide Impedanzen in der komplexen Ebene dargestellt, gibt am Kreuzungspunkt die Resonatorkurve die nichtlineare Schwingfrequenz und die Eingangsimpedanzkurve des Verstärkers die Leistung der Grundwelle an. Dazu muss nur der Leistungswert an der Last des Verstärkers abgelesen werden, der zu der am Schnittpunkt bestimmten Eingangsleistung gehört. Vorteil dieses Verfahrens ist, dass das nichtlineare Sättigungsverhalten des Verstärkers in Abhängigkeit von der Eingangsleistung berücksichtigt wird, nachteilig ist, dass nur Oszillatoren einer bestimmten Topologie berechnet werden können, da keine Teile des Resonators im Verstärkernetzwerk enthalten sein dürfen. Eine geeignete Auftrennung ist daher Vorbedingung. **Bild 3-6** zeigt die Kurven des Resonator- und des Verstärker-Eintors für ein allgemeines Beispiel gemäß **Bild 3-5**.

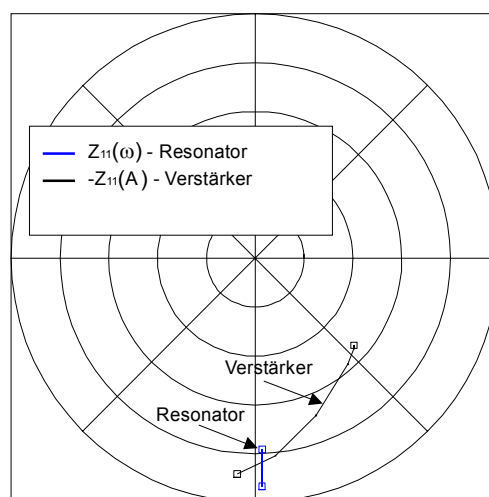


Bild 3-6: Impedanz des Resonators und negative Eingangsimpedanz des Verstärkers im Polardiagramm (Parameter der Resonatorkurve ist die Kreisfrequenz, Parameter der Verstärkerkurve ist die Eingangsleistung A)

Aufgetragen ist hier in der komplexen Impedanzebene der Verlauf der Eingangsimpedanz des Resonators und der Verlauf der negativen Eingangsimpedanz des Verstärkers. Die Resonatorcurve hat die Frequenz als Parameter, die Verstärkercurve die Eingangsleistung. Der Schnittpunkt beider Kurven gibt die nichtlineare Schwingfrequenz und die Ausgangsleistung an.

3.3.2 Oszillatorentwurf mit der Harmonic Balance-Methode

Das zweite Entwurfsverfahren beruht auf der Methode der harmonischen Balance („Harmonic Balance, HB analysis“). Rizzoli [11] hat bei der Weiterentwicklung und Nutzbarmachung der Methode für den CAD-Entwurf Pionierarbeit geleistet.

Unter Anwendung der harmonischen Analyse und Synthese nach Fourier läßt sich mit dieser Methode der eingeschwungene Zustand einer nichtlinearen Schaltung berechnen. Hierzu werden in der Schaltung zuerst lineare und nichtlineare Bauelemente identifiziert und separat behandelt. Die linearen Bauelemente werden mit einer Frequenzbereichsanalyse berechnet, die nichtlinearen Bauelemente müssen mit einer Zeitbereichsanalyse berechnet werden. Da, unabhängig vom Analyseverfahren, die Kirchhoffschen Gesetze erfüllt sein müssen, können an den Verbindungstoren von linearem zu nichtlinearem Schaltungsteil mittels Fouriertransformation z.B. die Knotenströme verglichen werden. Wird, was z.B. bei HP ADS der Fall ist, mit Y-Matrizen gerechnet, dann werden die Knotenpotentiale solange iterativ verändert, bis die Stromsummen an allen Knoten null sind, oder zumindest innerhalb eines kleinen, vorgegebenen Fehlerintervalls bleiben. Die verwendete Iterationsmethode und die erzielte Konvergenzgeschwindigkeit sind bei den kommerziellen Schaltungssimulatoren unterschiedlich und hängen erfahrungsgemäß von den verwendeten Modellen ab.

Bei der Oszillatorsimulation mittels Harmonic Balance, z.B. Standard-ADS-Oszillatorgroßsignalsimulation, wird der Oszillator aufgetrennt und ein Oszillator-Testport eingefügt. **Bild 3-7** verdeutlicht dies. Über dieses Testport wird eine Spannung bei einer Anregungsfrequenz eingepreßt. Die Einprägung erfolgt dabei nur in eine Richtung der aufgetrennten Schleife (Tor 1 in **Bild 3-7**). Gleichzeitig trennt das Testport die Verbindung von Tor 2 nach Tor 1 für die Anregungsfrequenz auf. Damit kann bei anregender Spannung gleich null in der Schaltung keine Schwingung entstehen.

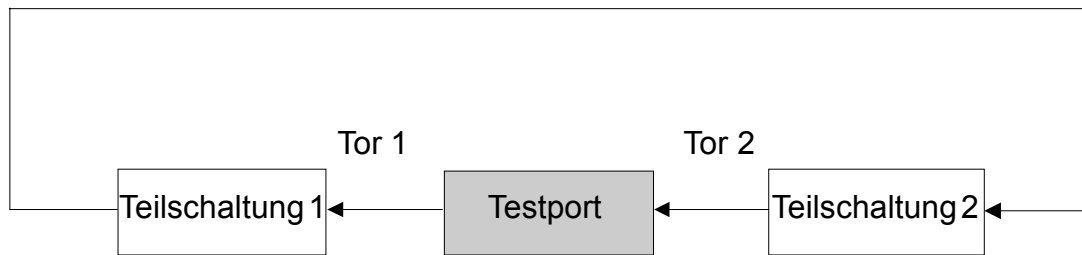


Bild 3-7: Prinzipschaltung Oszillator HB Simulation mit Oszillator-Testport

Mithilfe dieses Testports kann nun während der Oszillator HB Simulation zuerst bei kleinen Anregungsamplituden, also in linearer Näherung, bei veränderlicher Anregungsfrequenz die lineare Schwingfrequenz gesucht werden. Dies entspricht dem Kleinsignalentwurf gemäß Abschnitt 3.2. Anschliessend wird um diese Frequenz herum mit ansteigender Anregungsamplitude der eingeschwungene Zustand gesucht.

Die Harmonic Balance Oszillator Simulation ist natürlich auch in Schaltungssimulatoren anderer Hersteller möglich [29].

4 Phasenrauschen integrierter Mikrowellenoszillatoren

4.1 Zur Bedeutung des Phasenrauschens

Der Begriff des Phasenrauschen, der bereits im Abschnitt über Kenngrößen eines Oszillators genannt wurde, wird hier diskutiert. Dazu wird zuerst eine phänomenologische Betrachtungsweise gewählt.

Der Unterschied zwischen einem idealen Oszillator und einem realen manifestiert sich anschaulich in **Bild 4-1**, das die Spektren beider zeigt. Während der ideale Oszillator sich durch Spektrallinien darstellen läßt, sind beim realen Oszillator die Spektrallinien zu einem breiteren Spektrum auseinandergefallen. Sie sind in Amplitude und Phase verrauscht.

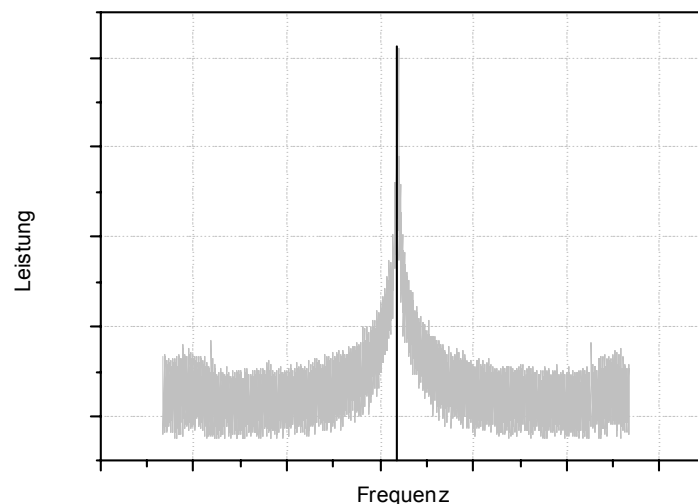


Bild 4-1: Idealer Oszillator als Spektrallinie (schwarz); realer Oszillator als verrauschtes Leistungsdichtespektrum (grau) um den idealen Oszillator herum

Während das Amplitudenrauschen weit unterhalb des Pegels des Phasenrauschens liegt und deshalb meistens vernachlässigbar ist, bestimmt der Wert des Phasenrauschens die Einsetzbarkeit des Oszillators stark.

Die Bedeutung des Phasenrauschens wird anschaulich klar, wenn man einen Superheterodynempfänger betrachtet, siehe **Bild 4-2**, der ein schwaches RF-Signal empfangen soll.

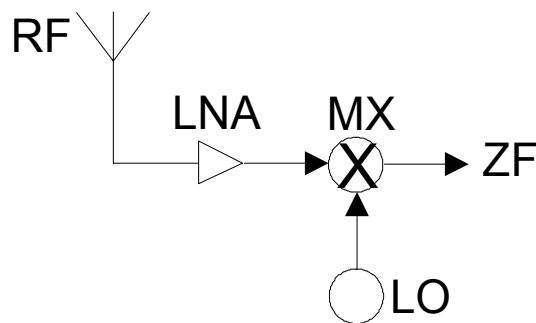


Bild 4-2: Prinzip des Superheterodynempfangs; Abk.: „RF“ Radiofrequenzsignal, „LNA“ low noise amplifier, „MX“ Mischer, „LO“ Lokaloszillator, „ZF“ Zwischenfrequenzsignal

Hat der Lokaloszillator, der das Radiofrequenzsignal auf das Zwischenfrequenzsignal umsetzt, ein starkes Phasenrauschen, existiert bei der RF-Frequenz f_s nicht nur das RF-Signal, sondern auch LO-Rauschen. Das RF-Signal wird also durch den LO-Träger verrauscht. Dies ist umso kritischer, je näher die RF- an der LO-Frequenz f_0 liegt. Der Signal-Rausch-Abstand („signal-to-noise-ratio, SNR“) des Zwischenfrequenzsignals verschlechtert sich dann zunehmend, es ist unter Umständen unbrauchbar geworden. **Bild 4-3** verdeutlicht den Zusammenhang.

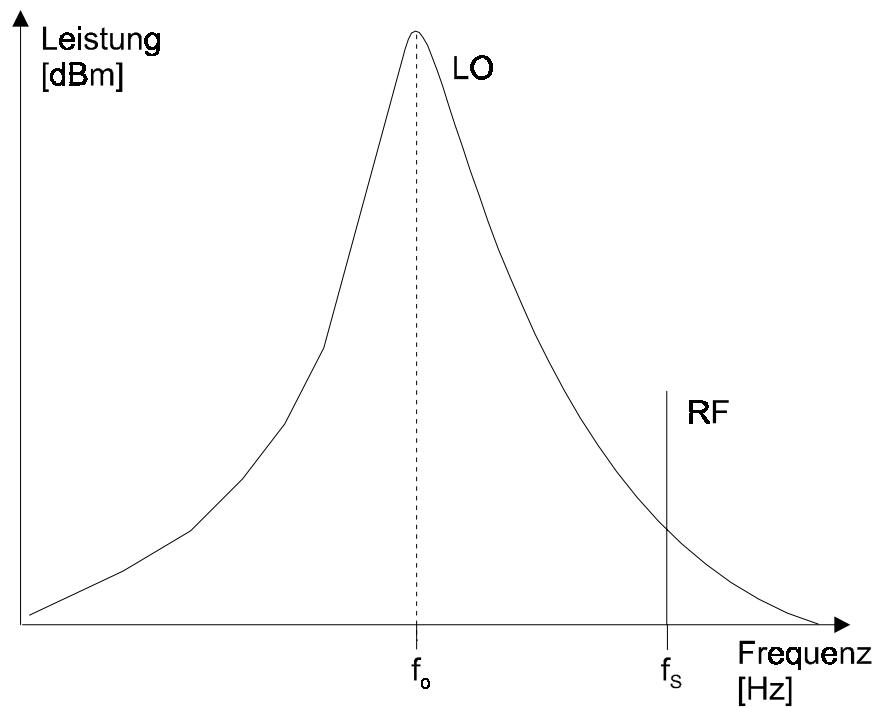


Bild 4-3: Spektren von RF- und LO-Signal bei verrauschtem LO-Träger

In der Praxis gibt es Mindestanforderungen an das Phasenrauschen, z.B. eines Lokalszillators, die dann die Kanalbandbreite und den minimal erforderlichen SNR berücksichtigen.

4.2 Überblick über theoretische Beschreibungen

Im Folgenden werden zwei derzeit verbreitete Modelle zur Beschreibung des Phasenrauschens bei Oszillatoren diskutiert. Weitere Untersuchungen finden sich in [15] [27] [30] [32] [33] [34] [35] und [48].

4.2.1 Empirische Beschreibung nach Leeson

Das Leeson-Modell [5] ist das bekannteste Modell zur Beschreibung des Phasenrauschens eines Oszillators. Es enthält allerdings empirisch zu ermittelnde Faktoren und ist daher nur bedingt zur Prädiktion geeignet. Die Leeson-Formel für das ESB-Phasenrauschen lautet:

$$L(\Delta\omega) = 10 \cdot \log \left[\left(\frac{2FkT}{P_s} \right) \cdot \left[1 + \left(\frac{\omega_0}{2Q_L \Delta\omega} \right)^2 \right] \cdot \left[1 + \frac{\omega_{1/f^3}}{\Delta\omega} \right] \right] \quad (4.1)$$

Hierin ist P_s die Signalleistung in Watt, ω_0 die Oszillationsfrequenz, $\Delta\omega$ die Ablagefrequenz und ω_{1/f^3} ist die Eckfrequenz zwischen $1/f^3$ und $1/f^2$ -Gebiet. Der Faktor Q_L ist die belastete Güte des Resonators in der Oszillatorschaltung und F ist ein empirischer Faktor, die sog. effektive Rauschzahl des Oszillators. Da dieses Modell keine Möglichkeit gibt, die Eckfrequenz ω_{1/f^3} im Verlauf des Schaltungsentwurfes festzulegen, oder zumindest zu kennen, kann sie nur aus der Messung gewonnen werden. Sie ist demnach ein weiterer empirischer Faktor.

Von den Modellparametern wird bei der Messung nur ω_0 und P_s direkt bestimmt. Die belastete Güte Q_L ist bei Leeson unter der Voraussetzung eines räumlich klar definierten Resonators eingeführt. Unter dieser Voraussetzung kann die belastete Güte aus einer getrennten Eintor-Streuparametermessung des Resonators gemäß Gleichung (4.2), wobei B die 3dB-Bandbreite des Resonators ist, bestimmt werden [1].

$$Q_L = \frac{\omega_0}{2B} \quad (4.2)$$

Bei einem planaren Oszillator mit integriertem, verteiltem Resonator, ist die Voraussetzung der klaren räumlichen Trennung nicht erfüllt. Es ist jetzt bedeutsam welche Teile der Oszillatorschaltung zum Resonator- und welche zum Verstärkerteil gezählt werden, da sich entsprechend die ermittelte belastete Güte ändert.

Anhand eines Beispiels soll die Anwendung des Leeson-Modells gezeigt werden. Hierbei wird auf die Bestimmung der belasteten Güte mittels einer Kleinsignalbetrachtung eingegangen.

Anwendung des Leeson-Modells auf einen GaInP/GaAs 36 GHz MMIC Oszillator [56]

Die Oszillatorschaltung muss zur Bestimmung der belasteten Güte in einen Verstärkerteil und einen Resonatorteil aufgetrennt werden.

Hierzu wird zuerst ein rückwirkungsfreies Verstärker-Zweitor definiert (**Bild 4-4**). Es soll nur aus der stromgesteuerten Stromquelle i_C' und der Basis-Emitter-Strecke des HBT bestehen und den aktiven Teil des Oszillators im Kleinsignalarbeitspunkt repräsentieren. Die Rückwirkungsfreiheit wird gefordert, um alle Rückkopplungselemente im Resonatorteil zusammenfassen zu können.

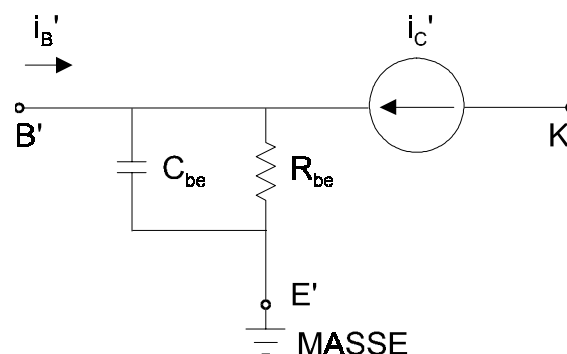


Bild 4-4: Rückwirkungsfreies Verstärker-Zweitor; B', E' und K' bezeichnen den Basis-, Emitter- und Kollektoranschluss des Zweitors, i_C' ist der durch i_B' gesteuerte Strom

Die übrige Oszillatorschaltung soll den Resonator bilden. Hierbei muss beachtet werden, dass durch die obige Definition des rückwirkungsfreien Verstärker-Zweiters die Bezugsmasse an eine andere Stelle in der Schaltung zu legen ist. **Bild 4-5** zeigt den Resonatorteil der Oszillatorschaltung unter Berücksichtigung der Definition nach **Bild 4-4**. Der Knoten A bezeichnet den Ort, an dem in der Oszillatorschaltung Masse liegt. Man erkennt den restlichen Teil der HBT-Kleinsignalersatzschaltung und die passiven Beschaltungen der äußeren Transistoranschlüsse B, E und K. Die neue Bezugsmasse liegt am Anschluss E'.

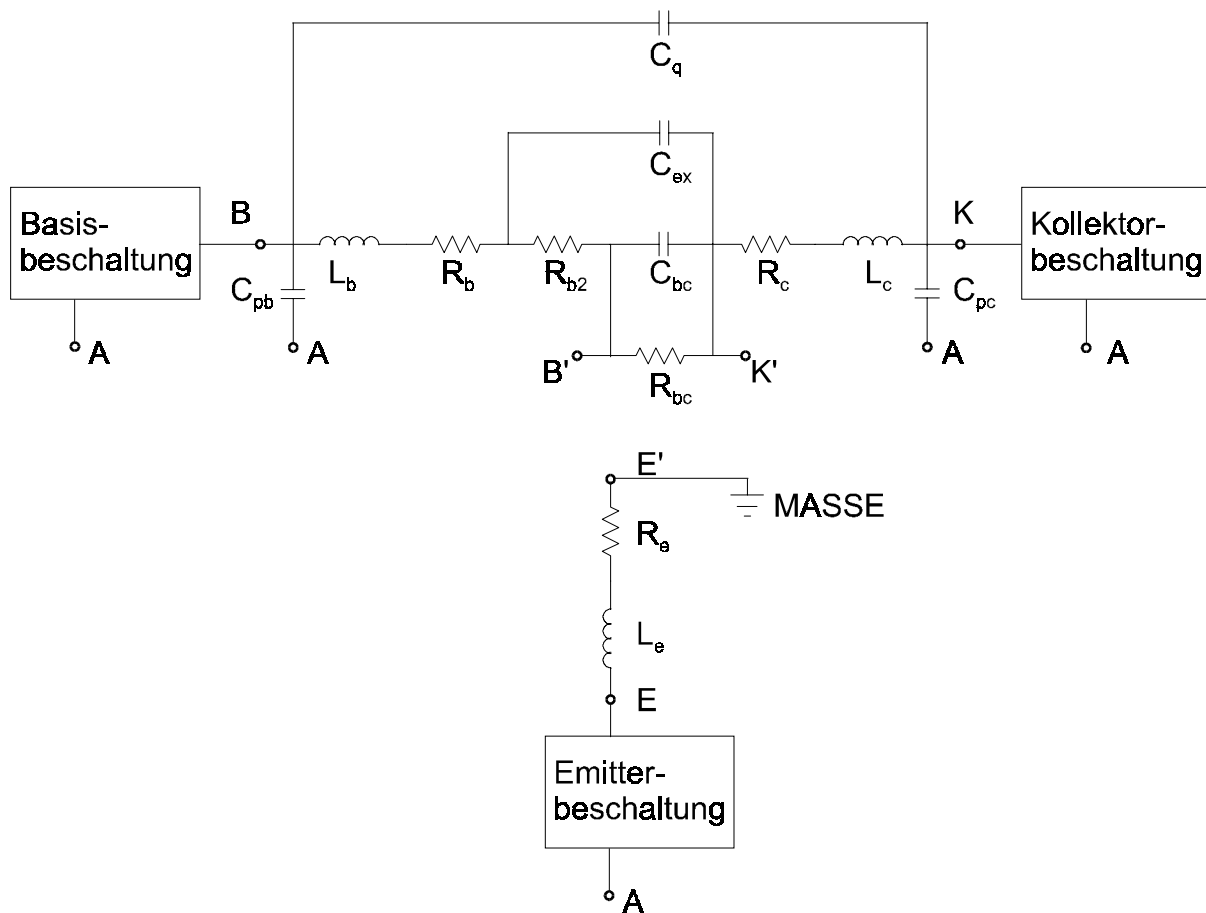


Bild 4-5: Resonator-Zweiter zur Bestimmung der belasteten Güte Q_L . Tor 1 liegt am Anschluss B' und Tor 2 am Anschluss K'.

Man erkennt in **Bild 4-5** ein Resonator-Zweiter. Die Definition für die belastete Güte nach Gleichung (4.2) ist aber nur für Resonator-Eintore anwendbar. Anwenden lässt sich aber die Definition der belasteten Güte bei Transmissionsresonatoren [2]. Sie lautet

$$Q_L = \frac{Q_0}{1 + k_1 + k_2} \quad (4.3)$$

In Gleichung (4.3) bezeichnen k_1 und k_2 die beiden Koppelfaktoren an den beiden Toren des Resonators und Q_0 ist die unbelastete Güte des Resonators. Damit wäre das Problem der Bestimmung der belasteten Güte auf das Problem der Bestimmung der unbelasteten Güte verlagert worden, was keinen Gewinn darstellt. Die Untersuchung der Größen der Koppelfaktoren im Oszillatorbetriebsfall, also unter Berücksichtigung von **Bild 4-5**, bringt jedoch Licht in die Sachlage.

Die Koppelfaktoren k_1 und k_2 seien hierzu in Gleichung (4.4) definiert als

$$k_i = \frac{1 - r_i}{1 + r_i} \quad \text{mit } i = 1, 2. \quad (4.4)$$

Der Reflexionsfaktor r_1 bezeichnet, gemäß **Bild 4-6**, die Reflexion am Resonatoreingang B', r_2 bezeichnet die Reflexion am Eingang K'. Bei der Bestimmung von r_1 soll U_2 gleich null sein und bei der Bestimmung von r_2 soll U_1 gleich null sein. Z_1 und Z_2 sind die Eingangs- und Ausgangsimpedanzen des rückwirkungsfreien Verstärker-Zweitores (siehe **Bild 4-4**).

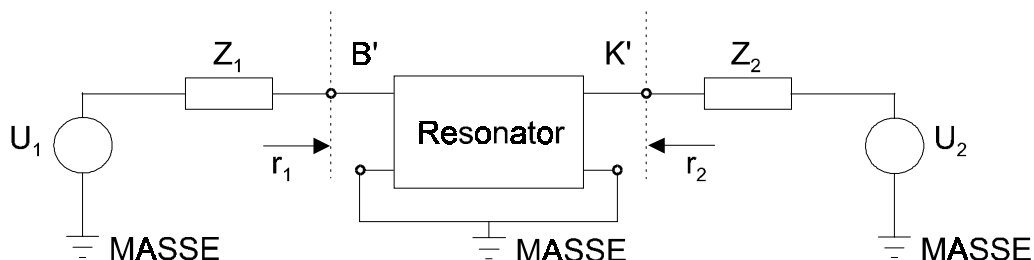


Bild 4-6: Bestimmung der Koppelfaktoren des Resonator-Zweitores; r_2 wird bei $U_2=0$ und r_1 bei $U_1=0$ gemessen.

Da die Ausgangsimpedanz Z_2 des rückwirkungsfreien Verstärker-Zweitores unendlich groß ist, ist r_2 immer ein Leerlauf. Der Koppelfaktor k_2 ist damit immer gleich null. Vom Resonator wird keine Energie in die unendlich große Impedanz Z_2 eingekoppelt. Der Resonator ist damit kein Zweitor- oder Transmissionsresonator, sondern effektiv nur ein

Eintor-Resonator. Zur Bestimmung der belasteten Güte kann also Gleichung (4.2) verwendet werden. Für das obige Beispiel ergibt sich dann eine belastete Güte von $Q_L = 56$.

Die beiden verbleibenden Größen aus Gleichung (4.1), $\omega_{1/f}^3$ und F , müssen jetzt empirisch durch Vergleich von Modell- und Meßkurve ermittelt werden. Insgesamt ergibt sich damit folgender Parametersatz:

$$\omega_0 = 18.85 \text{ GHz}; P_s = 4 \text{ mW}; \omega_{1/f}^3 = 500 \text{ kHz}; Q_L = 56; F = 40.$$

Das Ergebnis der Kurvenanpassung ist in **Bild 4-7** gezeigt. Man erkennt, dass das Leeson-Modell als empirisches Modell gut geeignet ist. Anhand der beispielhaft durchgeführten Kurvenanpassung wird aber auch deutlich, dass das Leeson-Modell für die Prädiktion des Phasenrauschens eines beliebigen Oszillators nicht geeignet ist, da sowohl für die Größe F , als auch für die Größe $\omega_{1/f}^3$ keine analytische Berechnungsformel zur Verfügung gestellt wird. Insbesondere ist unklar, wie diese Größen von den Halbleiter- oder den Schaltungsparametern abhängen. Wird das Leeson-Modell also verwendet, um das Phasenrauschen abzuschätzen, indem einfach verschiedene Werte für die belastete Güte eingesetzt werden, wird impliziert, dass sich die empirischen Parameter F und $\omega_{1/f}^3$ nicht ändern. Diese Annahme ist jedoch sehr zweifelhaft.

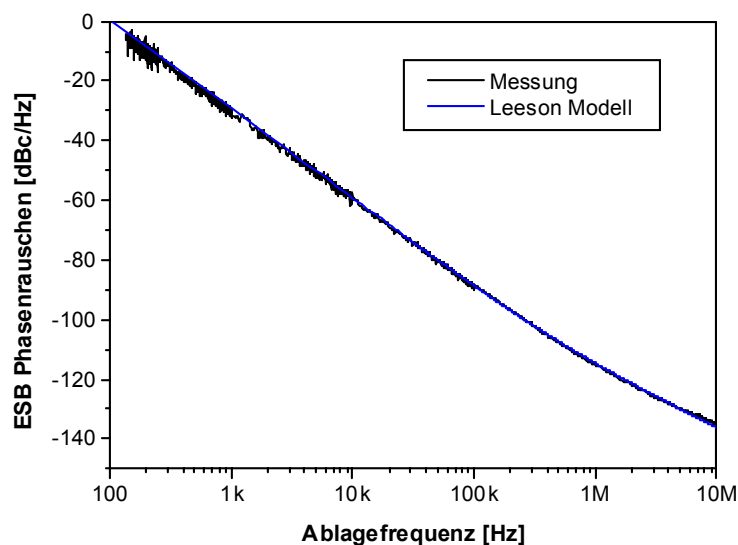


Bild 4-7: Vergleich von Phasenrauschmessung des GaInP/GaAs 19 GHz Oszillators mit dem deskriptiven Leeson-Modell

4.2.2 Analytik nach Lee und Hajimiri

Das in Abschnitt 4.2.1 vorgestellte Leeson-Modell ist ein rein empirisches Modell, das nur bedingt die Möglichkeit zur Prädiktion des Phasenrauschens liefert. Die beiden Fitparameter $\omega_{1/f}^3$ und F müssen aus Messungen bereits hergestellter Oszillatoren bestimmt werden. Über zukünftige Oszillatoren kann keine Aussage getroffen werden.

In diesem Abschnitt wird nun eine Methode vorgestellt, die ermöglicht das Phasenrauschen von Oszillatoren analytisch zu berechnen. Bei dieser Methode von Lee und Hajimiri [6] wird die Voraussetzung der Zeitinvarianz fallengelassen und mit einer zeitvarianten Impulsantwort im Zeitbereich gerechnet.

Grundlegend für diese Anschauung ist die folgende Überlegung.

Ein Oszillator, z.B. mit einem LC-Resonator, befindet sich im eingeschwungenen Zustand. Die Ausgangsspannung des Oszillators sei $v(t)$. Wird jetzt ein Stromimpuls $i(t)$ zu einem bestimmten Zeitpunkt τ in den Resonator injiziert, wie in **Bild 4-8** dargestellt, ändert sich die Ausgangsspannung. In **Bild 4-9** und **Bild 4-10** ist die ursprüngliche und die resultierende Ausgangsspannung für zwei verschiedene Zeitpunkte τ dargestellt. Der Zeitpunkt τ_1 fällt mit einem Maximum der ursprünglichen Schwingung zusammen, der Zeitpunkt τ_2 mit einem Nulldurchgang.

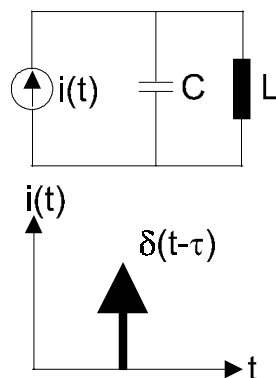


Bild 4-8: Injektion des Stromimpulses $\Delta i(t)$ in den Resonator eines Oszillators

Nach der Injektion zum Zeitpunkt τ_1 hat die Ausgangsspannung $v(t)$ eine um ΔV sprunghaft größer gewordene Amplitude. Da die Injektion jedoch genau zum Zeitpunkt der maximalen Amplitude erfolgte, hat sich die Phase der Ausgangsspannung nicht verändert. Die Amplitudenveränderung wird durch den Regelmechanismus im Oszillator, der die Ausgangsleistung begrenzt, nach kurzer Zeit ausgeglichen.

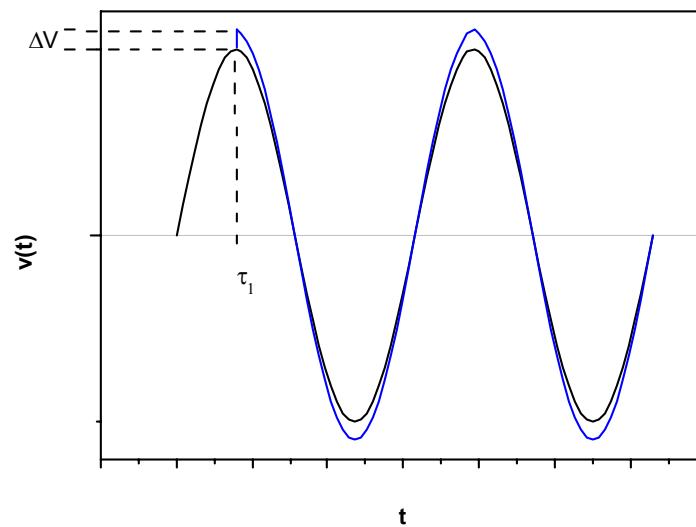


Bild 4-9: Spannung $v(t)$ vor und nach Injektion eines Stromimpulses zum Zeitpunkt τ_1 , d.h. im Spannungsmaximum

Im Fall der Injektion zum Zeitpunkt τ_2 hat sich die Phase der Ausgangsspannung sprunghaft verändert, während die Amplitude den Ursprungswert beibehält. Die erfolgte Phasenänderung bleibt im System erhalten. Die Sprunghöhe ΔV ist in beiden Fällen abhängig vom Kapazitätswert im Resonator und von der Ladung des injizierten Impulses, d.h. $\Delta V = C / \Delta Q$.

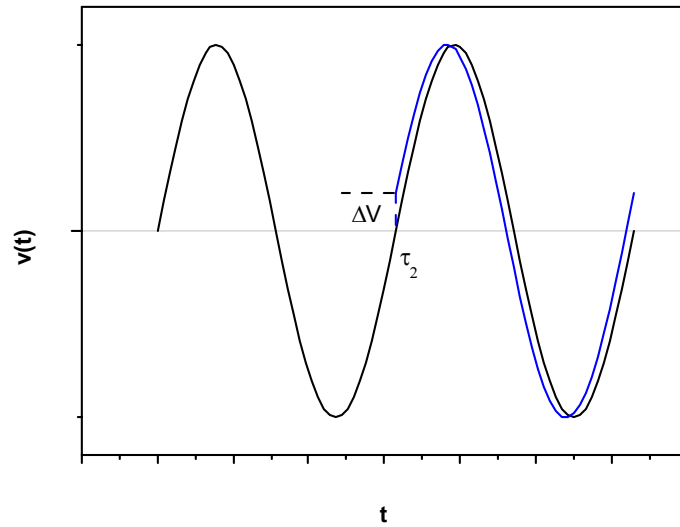


Bild 4-10: Spannung $v(t)$ vor und nach Injektion eines Stromimpulses zum Zeitpunkt τ_2 , d.h. im Nulldurchgang

Anhand dieses anschaulichen Beispiels wird deutlich, dass die Impulsantwort des Oszillators vom Zeitpunkt der Impulsinjektion abhängt. Der Oszillator ist demnach in bezug auf die Störung ΔQ ein zeitvariantes System. Aus der Gleichung für die Höhe des Spannungssprungs ist eine weitere Eigenschaft des Systems ablesbar. Bleibt die Amplitude des Stromimpulses klein gegen die Auslenkung der Ausgangsspannung, dann bleibt die Systemantwort linear. Identifiziert man den Stromimpuls mit einer realistischen Störgröße, wie z.B. dem niederfrequenten Transistorrauschen, dann ist dieser Fall immer gegeben. Die zeitvariante Impulsantwort, Gleichung (4.5), wird in [6] definiert als

$$h_{\phi}(t, \tau) = \frac{\Gamma(\omega_0 \cdot \tau)}{q_{\max}} \cdot s(t - \tau) . \quad (4.5)$$

Hierin bedeuten $s(t)$ ist die Einheitssprungfunktion, für die gelten soll

$$s(t - \tau) = \begin{cases} 1 & \text{für } t > \tau \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \quad (4.6)$$

und q_{\max} die maximale Ladungsverschiebung am Kondensator. Die Funktion Γ gibt die Empfindlichkeit der Ausgangsspannung des Oszillators gegenüber dem Stromimpuls an. Da der Oszillator in bezug auf die Zeit ein periodisches System ist, ist auch die Funktion Γ eine periodische Funktion. Sie ist abhängig von τ und periodisch mit der Oszillatorfrequenz ω_0 . Der Maximalwert von Γ liegt beim Nulldurchgang von $v(t)$, der Nulldurchgang von Γ beim Maximalwert von $v(t)$. Die zeitabhängige Phasenänderung $\Phi(t)$ kann jetzt berechnet werden, wenn die zeitvariante Impulsantwort zu allen möglichen Zeitpunkten bekannt ist. Die gesamte Phasenänderung $\Phi(t)$ ergibt sich also aus der Überlagerung des Produktes aller Impulsantworten mit den jeweiligen Stromimpulsen $i(\tau)$, siehe Gleichung (4.7).

$$\Phi(t) = \int_{\tau=-\infty}^{\infty} h_{\phi}(t, \tau) \cdot i(\tau) \cdot d\tau \quad (4.7)$$

Man erkennt anhand von Gleichung (4.7), dass diese Superposition zu einem uneigentlichen Integral führt. Unter Zuhilfenahme von Gleichung (4.5) und mit Ausnutzung der Eigenschaften der Sprungfunktion $s(t-\tau)$ lässt sich $\Phi(t)$ aber noch als

$$\Phi(t) = \frac{1}{q_{\max}} \cdot \int_{\tau=-\infty}^t \Gamma(\omega_0 \tau) \cdot i(\tau) \cdot d\tau \quad (4.8)$$

schreiben.

Wie oben bereits eingeführt ist die Funktion Γ eine periodische Funktion. Da periodische Funktionen in eine Fourierreihe entwickelt werden können, ist dies auch für die Funktion Γ möglich. Ihre Fourier-Darstellung lautet:

$$\Gamma(\omega_0 \cdot \tau) = \frac{c_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} c_n \cdot \cos(n\omega_0 \tau + \theta_n) \quad (4.9)$$

Setzt man diese Fourierreihe in Gleichung (4.8) ein, ergibt sich

$$\Phi(t) = \frac{1}{q_{\max}} \left(\frac{c_0}{2} \cdot \int_{\tau=-\infty}^t i(\tau) \cdot d\tau + \sum_{n=1}^{\infty} c_n \cdot \int_{\tau=-\infty}^t i(\tau) \cdot \cos(n\omega_0 \tau + \theta_n) \cdot d\tau \right) . \quad (4.10)$$

Die gesamte, zeitabhängige Phasenänderungsfunktion $\Phi(t)$ läßt sich also errechnen, wenn man die Funktion Γ kennt. Leider ist zur Berechnung von Γ keine analytische Funktion gegeben, auf die numerische Berechnung wird später eingegangen.

Zuerst soll aber dargestellt werden, welche Form $\Phi(t)$ annimmt, wenn ein Störstrom in der Nähe eines ganzzahligen Vielfachen m der Oszillationsfrequenz ω_0 gegeben ist. Der Störstrom wird definiert durch Gleichung (4.11):

$$i(t) = I_m \cdot \cos((m \cdot \omega_0 + \Delta\omega) \cdot t) \quad (4.11)$$

Nach Einsetzen in Gleichung (4.10) ergibt sich nur für den Summanden $n = m$ ein nennenswerter Beitrag, so dass für $\Phi(t)$ näherungsweise gilt:

$$\Phi(t) \approx \frac{I_m \cdot c_m \cdot \sin(\Delta\omega t)}{2q_{\max} \cdot \Delta\omega} \quad (4.12)$$

Den gleichen Beitrag liefert ein Störstrom (Gleichung (4.13)) mit gleichem $\Delta\omega$ auf der anderen Seite des Vielfachen der Oszillatorfrequenz.

$$i(t) = I_m \cdot \cos((m \cdot \omega_0 - \Delta\omega) \cdot t) \quad (4.13)$$

Ein Phasenrauschterm gemäß Gleichung (4.12) beeinflusst die resultierende Oszillatorspannung $v(t)$ gemäß Gleichung

$$v(t) = V_0 \cdot \cos(\omega_0 t + \Phi(t)) \quad (4.14)$$

Die Phasenänderungsfunktion $\Phi(t)$ wirkt demnach wie eine Phasenmodulation wobei der Term $\sin(\Delta\omega t)$ zwei Seitenbänder im Abstand $\Delta\omega$ links und rechts von der Grundwelle ω_0 des

Oszillators erzeugt. Die Amplitude eines Seitenbandes entspricht dem Einseitenband-Phasenrauschen.

4.3 Messung des Phasenrauschens im Mikrowellenbereich

Bei der Messung des Phasenrauschens im Mikrowellenbereich [50] sind zwei Methoden gebräuchlich. Bei der ersten Methode, der **Spektrumanalysatormethode**, wird das Meßobjekt, wie bei einer einfachen Messung des Spektrums, direkt an den Spektrumanalysator angeschlossen. Dabei muss natürlich sichergestellt sein, dass der Analysator nicht stärker rauscht als der Generator. Das ist bei den moderneren Geräten und einem MMIC Oszillator als Testobjekt häufig gewährleistet.

Bei der Messung wird zuerst das Spektrum mit einer möglichst geringen ZF-Bandbreite („Resolution Bandwidth“) ermittelt. Wegen der langen Ablaufzeit muss das Spektrum im Digitalspeicher des Analysators abgelegt werden. In einem zweiten Schritt kann dann der Pegelunterschied zwischen dem Maximalwert und dem Wert bei einer Ablagefrequenz links oder rechts vom Maximalwert abgelesen werden. In Abhängigkeit von der verwendeten ZF-Bandbreite muss dann noch der Wert auf 1 Hertz Bandbreite umgerechnet und logarithmiert werden. Vielfach bieten Spektrumanalysatoren die Option alle Umrechnungen bereits intern zu erledigen und den Phasenrauschwert in dBc/Hz darzustellen. Prinzipiell betrachtet weist die Messung des Phasenrauschens mittels Spektrumanalysator aber einen Nachteil auf: Es kann nicht zwischen Amplitudenrauschen und Phasenrauschen unterschieden werden. Der Spektrumanalysator liefert eine integrale Messung, bei der beide Anteile gleichzeitig vorhanden sind. Das ist üblicherweise kein großes Problem, da das Amplitudenrauschen um Größenordnungen unterhalb des Phasenrauschens liegt.

Eine genauere, aber auch viel aufwendigere Methode ist die **Frequenzdiskriminator-methode**. Das Meßprinzip dieser Methode zeigt **Bild 4-11**.

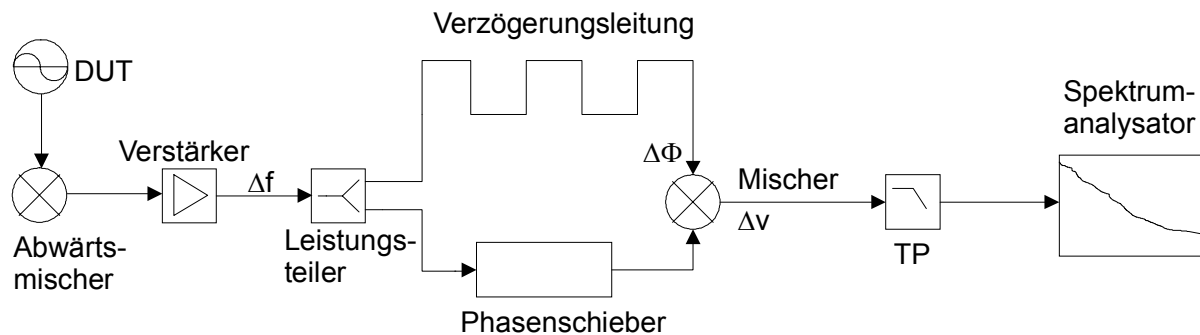


Bild 4-11: Meßaufbau bei der Frequenzdiskriminatomethode

Die Frequenzdiskriminatomessmethode besteht im wesentlichen aus zwei Signaltransformationen. In der ersten wird die Kurzzeitfrequenzinstabilität Δf des Oszillators (DUT) in eine proportionale Phasenschwankung $\Delta\Phi$ transformiert, in der zweiten wird diese Phasenschwankung in eine proportionale Spannungsschwankung Δv umgesetzt. Die Spannungsschwankung kann dann im Basisband an einem Spektrumanalysator betrachtet werden.

Für die erste Transformation wird das Mikrowellensignal mit einem Abwärtsmischer („Downconverter“) in ein Frequenzband umgesetzt, das für die weitere Verarbeitung geeignet ist. Diese Abwärtsmischung soll sicherstellen, dass die maximale Betriebsfrequenz des nachgeschalteten Phasendetektor-Mischers nicht überschritten wird. Bei Oszillatorfrequenzen, die kleiner als diese Grenzfrequenz sind, kann sie auch entfallen.

Danach wird das Signal verstärkt und von einem Leistungsteiler in zwei betragsmäßig gleich große Anteile aufgeteilt. Der eine Signalanteil wird mittels einer abstimmbaren Leitung in der Phase gegenüber dem anderen Signalanteil verzögert. Der Phasenunterschied wird auf 90 Grad abgestimmt und danach wird die Verzögerungsleitung auf dieser elektrischen Länge konstant gehalten.

Um eine Phasenänderung festzustellen, wird das Signal auf der Verzögerungsleitung mit dem unverzögerten Signal verglichen. Die beiden Signalanteile werden dazu auf die Eingänge eines Mixers gegeben. Da die Signale 90 Grad phasenverschoben sind, arbeitet der Mischer jetzt als Phasendetektor. Die Phasenänderung wird in eine Spannungsänderung am Mischerausgang transformiert.

5 Phasenrausch-Analyse mit kombiniertem Zeit- und Frequenzbereichsansatz

5.1 Einleitende Betrachtung

In den voranstehenden Abschnitten ist die Bedeutung des Phasenrauschens für einen integrierten Oszillator eingeführt worden und es sind Möglichkeiten zur Berechnung des Phasenrauschens vorgestellt worden. Die vorgestellten Methoden haben jedoch aus Sicht der Mikrowellentechnik Nachteile. Die Methode nach Leeson liefert keine Prädiktionsmöglichkeit, da empirisch zu bestimmende Faktoren in die Berechnung einfließen.

Die Methode nach Lee und Hajimiri ist eine reine Zeitbereichsmethode, die eine Transientenberechnung voraussetzt und mit den Beschreibungsmodellen im Mikrowellenbereich, die im Frequenzbereich vorliegen, nicht kompatibel ist.

Um diese Hindernisse zu überwinden, wurde in dieser Arbeit eine Methode zur Phasenrauschberechnung mittels kombinierter Zeit- und Frequenzbereichsanalyse entwickelt, im folgenden HB-LTI-Methode genannt, die die Erkenntnisse von Lee und Hajimiri verarbeitet und für Frequenzbereichsbeschreibungen nutzbar macht. So wird die Berechnung des Phasenrauschens unter Zuhilfenahme eines kommerziellen Harmonic Balance Simulators (HP MDS / ADS) und eines selbst entwickelten C-Programms möglich gemacht. Im Folgenden werden zuerst die Bestimmungsgleichungen der HB-LTI-Methode hergeleitet. Danach wird auf die numerische Umsetzung eingegangen.

Die Ergebnisse finden sich in Abschnitt 6, wo zahlreiche Beispiele integrierter Oszillatoren vorgestellt werden.

5.2 Herleitung der Bestimmungsgleichungen

Der allgemeine Zustand eines Systems ist durch Definition relevanter Zustandsgrößen beschreibbar. Der Ansatz, als Zustandsgrößen die Energiespeicher des Systems festzulegen, dient zur Beschreibung des energetischen Zustandes des Systems. Bezogen auf den Energiezustand des Systems elektrischer Oszillator bedeutet dies die Beschreibung anhand des Zustandes der Speicher elektrischer und magnetischer Energie.

Für jede Kapazität und jede Induktivität im Oszillator läßt sich eine Zustandsgröße der Form

$$X_{Li}(t) = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{L_i} \cdot i_{Li}(t) \quad \text{mit} \quad i = 1 \dots N_L \quad (5.1)$$

für die Induktivitäten (Gl. (5.1)) und

$$X_{Ci}(t) = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{C_i} \cdot u_{Ci}(t) \quad \text{mit} \quad i = 1 \dots N_C \quad (5.2)$$

für die Kapazitäten (Gl. (5.2)) definieren. Der Index i kennzeichnet, welcher Energiespeicher aus der Gesamtheit der N_L Induktivitäten und N_C Kapazitäten gemeint ist. Die Normierung mit

$$\frac{1}{2} \cdot \sqrt{L_i}$$

und

$$\frac{1}{2} \cdot \sqrt{C_i}$$

wurde gewählt, damit das Quadrat der Zustandsgröße der gespeicherten Energie entspricht.

Der Zustandsgrößenvektor aller Induktivitäten \vec{X}_L bildet zusammen mit dem Zustandsgrößenvektor aller Kapazitäten \vec{X}_C dann den Gesamtzustandsgrößenvektor \vec{X} (Gl. (5.3)).

$$\vec{X} = \begin{pmatrix} \vec{X}_L \\ \vec{X}_C \end{pmatrix} \quad (5.3)$$

Kleine Änderungen relativ zu diesem Zustand werden durch die Vektoren $\Delta \vec{X}_L$ und $\Delta \vec{X}_C$ beschrieben. Für die einzelne Vektorkomponente dieser Vektoren gilt dabei:

$$\Delta X_{Li} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta \Phi_i}{\sqrt{L_i}} \quad \text{mit} \quad L_i = \frac{\Delta \Phi_i}{\Delta i_{Li}} \quad (5.4)$$

und

$$\Delta X_{Ci} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta Q_i}{\sqrt{C_i}} \quad \text{mit} \quad C_i = \frac{\Delta Q_i}{\Delta u_{Ci}} \quad (5.5)$$

In Gleichung (5.4) bezeichnet Φ den magnetischen Fluss und in Gleichung (5.5) bezeichnet Q die elektrische Ladung. Die zeitlichen Differentiale der Zustandsgrößen sind:

$$\frac{\partial X_{Li}(t)}{\partial t} = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{L_i} \cdot \frac{\partial i_{Li}(t)}{\partial t} \quad (5.6)$$

bzw.

$$\frac{\partial X_{Ci}(t)}{\partial t} = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{C_i} \cdot \frac{\partial u_{Ci}(t)}{\partial t} \quad (5.7)$$

Der Nutzen der Gleichungen (5.1) - (5.7) soll anhand einer Zustandsraumdarstellung für ein zweidimensionales System (**Bild 5-1**) verdeutlicht werden.

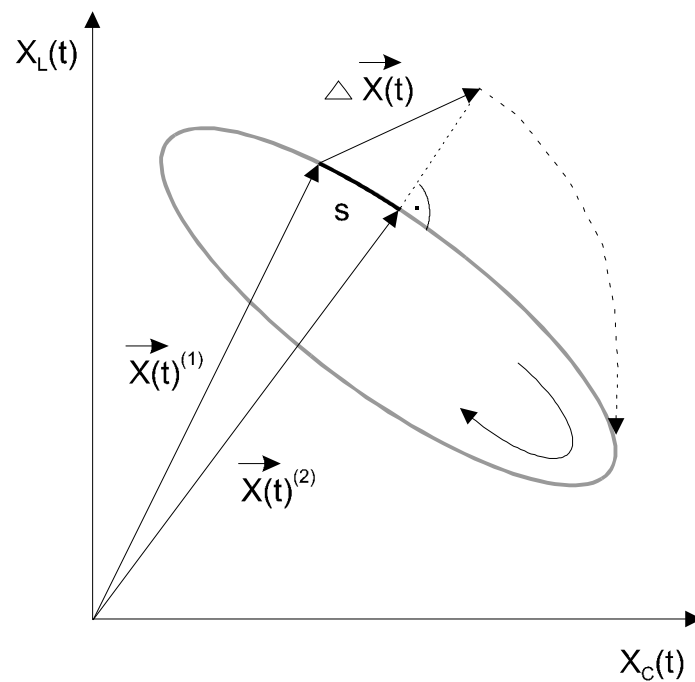


Bild 5-1: Trajektorie des eingeschwungenen Zustandes des Oszillators im Zustandsraum (grau); Der Kurvenabschnitt s bezeichnet die durch $\Delta \vec{X}$ hervorgerufene Lageänderung des Zustandsvektors \vec{X} .

Bild 5-1 zeigt die Trajektorie des Oszillators im eingeschwungenen Zustand $X(t)^{(1)}$ für ein Beispiel mit zwei Zustandsvariablen X_L und X_C . Durch eine Störung, repräsentiert durch den Störvektor ΔX , wird der Zustand $X(t)^{(1)}$ verändert. Diese Änderung läßt sich in eine Amplitudenänderung und eine Phasenänderung aufteilen. Da der Oszillator aufgrund seiner inhärenten Leistungsbegrenzung schnell wieder auf die Amplitude des eingeschwungenen Zustandes zurückkehrt, die Amplitudenänderung also ausregelt (dargestellt durch die gestrichelte Kurve), verbleibt nur die Phasenänderung im System. Das System geht in den Zustand $X(t)^{(2)}$ über, der sich von $X(t)^{(1)}$ durch eine um s veränderte Lage auf der Trajektorie unterscheidet [6].

Zur Berechnung dieser Lageänderung s sind die Gleichungen (5.1) - (5.7) nützlich, da gilt:

$$s = \Delta \vec{X} \cdot \frac{\frac{\partial \vec{X}}{\partial t}}{\left| \frac{\partial \vec{X}}{\partial t} \right|} \quad (5.8)$$

Die Lageänderung s , Gleichung (5.8), ist das Skalarprodukt aus dem Störvektor und dem Einheitsvektor der in die Richtung der Zustandsänderung zeigt. Zur geometrischen Interpretation können zwei Grenzfälle betrachtet werden. Im ersten Fall soll der Störvektor exakt in Richtung des Einheitsvektors zeigen. Die resultierende Lageänderung ist dann ΔX Änderungseinheiten groß. Im zweiten Fall soll der Störvektor senkrecht auf dem Einheitsvektor stehen. Die Lageänderung ist dann gleich null. Der Fall eins beschreibt also eine reine Phasenänderung, während der Fall zwei eine reine Amplitudenänderung beschreibt. Die Größe der Phasenänderung hängt von der Zeit ab, die der Zustandsvektor benötigt, um seine Lage um s zu ändern, also von der Änderungsgeschwindigkeit (Gleichung (5.9)).

$$\Delta \Phi = \frac{s}{\left| \frac{\partial \vec{X}}{\partial t} \right|} \quad (5.9)$$

Diese Beziehung wird im Folgenden auf den n -dimensionalen Zustandsraum erweitert. Nach Definition der Diagonalmatrizen D_L und D_C (Gln. (5.10) und (5.11))

$$D_L = \begin{pmatrix} \sqrt{L_1} & 0 & 0 \\ 0 & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{L_{N_L}} \end{pmatrix} \quad (5.10)$$

$$D_C = \begin{pmatrix} \sqrt{C_1} & 0 & 0 \\ 0 & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{C_{N_C}} \end{pmatrix} \quad (5.11)$$

lassen sich die Zustandsgrößenvektoren \vec{X}_L und \vec{X}_C als

$$\vec{X}_L = \frac{1}{2} \cdot D_L \cdot \vec{i}_L(t) \quad \text{mit} \quad \vec{i}_L(t) = \begin{pmatrix} i_{L_1}(t) \\ \vdots \\ i_{L_{NL}}(t) \end{pmatrix} \quad (5.12)$$

$$\vec{X}_C = \frac{1}{2} \cdot D_C \cdot \vec{u}_C(t) \quad \text{mit} \quad \vec{u}_C(t) = \begin{pmatrix} u_{C_1}(t) \\ \vdots \\ u_{C_{NC}}(t) \end{pmatrix} \quad (5.13)$$

schreiben. Die Vektoren $\Delta \vec{X}_L$ und $\Delta \vec{X}_C$ nehmen dann die Form (Gln. (5.14) und (5.15))

$$\Delta \vec{X}_L = \frac{1}{2} \cdot D_L^{-1} \cdot \vec{\Phi}_L \quad \text{mit} \quad \vec{\Phi}_L = \begin{pmatrix} \Phi_{L_1} \\ \vdots \\ \Phi_{L_{NL}} \end{pmatrix} \quad (5.14)$$

und

$$\Delta \vec{X}_C = \frac{1}{2} \cdot D_C^{-1} \cdot \vec{Q}_C \quad \text{mit} \quad \vec{Q}_C = \begin{pmatrix} Q_{C_1} \\ \vdots \\ Q_{C_{NC}} \end{pmatrix} \quad (5.15)$$

an. Das zeitliche Differential des Gesamtzustandsgrößenvektors \vec{X} kann jetzt als

$$\frac{\partial \vec{X}}{\partial t} = \frac{1}{2} \cdot \begin{pmatrix} D_L & 0 \\ 0 & D_C \end{pmatrix} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \vec{i}_L \\ \vec{u}_C \end{pmatrix} \quad (5.16)$$

notiert werden.

Die Norm des zeitlichen Differentials von \vec{X} ergibt sich mit

$$\left| \frac{\partial \vec{X}}{\partial t} \right|^2 = \frac{1}{4} \cdot \left(\sum_{i=1}^{NL} L_i \cdot \left(\frac{\partial i_{Li}(t)}{\partial t} \right)^2 + \sum_{i=1}^{NC} C_i \cdot \left(\frac{\partial u_{ci}(t)}{\partial t} \right)^2 \right) \quad (5.17)$$

zu

$$\frac{\frac{\partial \vec{X}}{\partial t}}{\left| \frac{\partial \vec{X}}{\partial t} \right|^2} = \frac{D_L \cdot \frac{\partial \vec{i}_L(t)}{\partial t} + D_C \cdot \frac{\partial \vec{u}_C(t)}{\partial t}}{\frac{1}{2} \left(\sum_{i=1}^{NL} L_i \cdot \left(\frac{\partial i_{Li}(t)}{\partial t} \right)^2 + \sum_{i=1}^{NC} C_i \cdot \left(\frac{\partial u_{ci}(t)}{\partial t} \right)^2 \right)} \quad (5.18)$$

Mit der Abkürzung N gemäß Gleichung (5.19)

$$N = \sum_{i=1}^{NL} L_i \cdot \left(\frac{\partial i_{Li}(t)}{\partial t} \right)^2 + \sum_{i=1}^{NC} C_i \cdot \left(\frac{\partial u_{ci}(t)}{\partial t} \right)^2 \quad (5.19)$$

ergibt sich

$$\Delta \vec{X} \cdot \frac{\frac{\partial \vec{X}}{\partial t}}{\left| \frac{\partial \vec{X}}{\partial t} \right|^2} = \begin{pmatrix} \Delta \vec{X}_L \\ \Delta \vec{X}_C \end{pmatrix}^T \cdot \frac{2}{N} \cdot \begin{pmatrix} D_L & 0 \\ 0 & D_C \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \frac{\partial \vec{i}_L}{\partial t} \\ \frac{\partial \vec{u}_C}{\partial t} \end{pmatrix} \quad (5.20)$$

$$= \frac{1}{N} \cdot \begin{pmatrix} D_L^{-1} \cdot \Delta \vec{\Phi} \\ D_C^{-1} \cdot \Delta \vec{Q} \end{pmatrix}^T \cdot \begin{pmatrix} D_L \cdot \frac{\partial \vec{i}_L}{\partial t} \\ D_C \cdot \frac{\partial \vec{u}_C}{\partial t} \end{pmatrix}$$

$$= \frac{1}{N} \cdot \left(\Delta \vec{\Phi} \cdot \frac{\partial \vec{i}_L}{\partial t} + \Delta \vec{Q} \cdot \frac{\partial \vec{u}_C}{\partial t} \right)$$

und schließlich

$$\Delta \phi(t) = \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{1}{N} \cdot \left(\Delta \vec{\Phi} \cdot \frac{\partial \vec{i}_L}{\partial t} + \Delta \vec{Q} \cdot \frac{\partial \vec{u}_C}{\partial t} \right) \quad (5.21)$$

$$= \frac{\omega_0}{N} \cdot \begin{pmatrix} \frac{\partial \vec{i}_L}{\partial t} \\ \frac{\partial \vec{u}_C}{\partial t} \end{pmatrix}^T \cdot \begin{pmatrix} \Delta \vec{\Phi} \\ \Delta \vec{Q} \end{pmatrix}$$

Mit den Diagonalmatrizen D_Φ und D_Q gemäß

$$D_\Phi = \begin{pmatrix} \frac{1}{\max\{\Phi_1\}} & 0 & 0 \\ 0 & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\max\{\Phi_{NL}\}} \end{pmatrix} \quad (5.22)$$

und

$$D_Q = \begin{pmatrix} \frac{1}{\max\{Q_1\}} & 0 & 0 \\ 0 & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\max\{Q_{NC}\}} \end{pmatrix} \quad (5.23)$$

läßt sich die Gleichung für die differentielle Phasenänderung $\Delta\phi$ (Gleichung (5.21)) schreiben als:

$$\begin{aligned} \Delta\phi(t) &= \frac{\omega_0}{N} \cdot \begin{pmatrix} \frac{\partial \vec{i}_L}{\partial t} \\ \frac{\partial \vec{u}_C}{\partial t} \end{pmatrix}^T \cdot \begin{pmatrix} D_\Phi^{-1} \cdot D_\Phi \cdot \Delta \vec{\Phi} \\ D_Q^{-1} \cdot D_Q \cdot \Delta \vec{Q} \end{pmatrix} \\ &= \frac{\omega_0}{N} \cdot \begin{pmatrix} D_\Phi^{-1} \cdot \frac{\partial \vec{i}_L}{\partial t} \\ D_Q^{-1} \cdot \frac{\partial \vec{u}_C}{\partial t} \end{pmatrix}^T \cdot \begin{pmatrix} D_\Phi \cdot \Delta \vec{\Phi} \\ D_Q \cdot \Delta \vec{Q} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (5.24)$$

Die ersten beiden Multiplikatanten der rechten Seite unten bilden die ISF nach Lee und Hajimiri. Um die zeitlichen Differentiale in Gln. (5.24) zu eliminieren, wird $\Delta\phi(t)$ gemäß

$$u_{Li}(t) = L_i \cdot \frac{\partial i_{Li}(t)}{\partial t} \quad (5.25)$$

und

$$i_{Ci}(t) = C_i \cdot \frac{\partial u_{Ci}(t)}{\partial t} \quad (5.26)$$

zu

$$\Delta\phi(t) = \frac{\omega_0}{N} \left(\max \left\{ \begin{matrix} \vec{i}_L(t) \\ \vec{u}_C(t) \end{matrix} \right\} \cdot \vec{u}_L(t) \right)^T \cdot \begin{pmatrix} D_\Phi \cdot \Delta\vec{\Phi} \\ D_Q \cdot \Delta\vec{Q} \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad N = \sum_{i=1}^{NL} \frac{1}{L_i} \cdot u_{Li}^2(t) + \sum_{i=1}^{NC} \frac{1}{C_i} \cdot i_{Ci}^2(t) \quad (5.27)$$

umgeformt.

In Summenschreibweise (Gleichung (5.28)) ist sehr gut erkennbar, dass alle differentiellen Ladungs- und Flußänderungen zur differentiellen Phasenänderung beitragen.

$$\Delta\phi(t) = \frac{\omega_0}{N} \left(\sum_{i=1}^{NL} u_{Li}(t) \cdot \frac{1}{L_i} \cdot \Delta\Phi_i + \sum_{i=1}^{NC} i_{Ci}(t) \cdot \frac{1}{C_i} \cdot \Delta Q_i \right) \quad (5.28)$$

Diese Gleichung beschreibt den Zusammenhang zwischen kleinen Änderungen der Ladung oder des Flusses an der entsprechenden Zustandsgröße und ihrer Auswirkung auf die differentielle Phasenänderung. Mit Hilfe einer Sprungfunktion $s(t)$ kann nun beschrieben werden, wie sich die Phasenänderung bei Applizierung der zusätzlichen Ladung oder des zusätzlichen Flusses zum Zeitpunkt τ verhält.

$$\Delta\phi(t, \tau) = \frac{\omega_0}{N(\tau)} \left(\sum_{i=1}^{NL} u_{Li}(\tau) \cdot \frac{1}{L_i} \cdot \Delta\Phi_i(\tau) \cdot s(t - \tau) + \sum_{i=1}^{NC} i_{Ci}(\tau) \cdot \frac{1}{C_i} \cdot \Delta Q_i(\tau) \cdot s(t - \tau) \right) \quad (5.29)$$

Die Ladungsänderungen $\Delta Q(\tau)$ und Flussänderungen $\Delta\Phi(\tau)$ entstehen hierbei durch Rauschströme $i_N(\tau)$ und Rauschspannungen $u_N(\tau)$, die während des kleinen Zeitraumes $\Delta\tau$ wirken. Da Ladung bzw. Fluss das Integral von Strom bzw. Spannung darstellen, kann man

die differentiellen Ladungs- und Flussänderungen ΔQ und $\Delta \Phi$ als Funktion der Rauschströme und –spannungen schreiben:

$$\Delta Q^{(i)}(\tau) = i_N^{(i)}(\tau) \cdot \Delta \tau \quad (5.30)$$

$$\Delta \Phi^{(i)}(\tau) = u_N^{(i)}(\tau) \cdot \Delta \tau \quad (5.31)$$

Die differentielle Phasenänderungsfunktion läßt sich damit in der Form

$$\Delta \phi(t, \tau) = \frac{\omega_0}{N(\tau)} \left(\sum_{i=1}^{NL} \frac{u_{Li}(\tau)}{L_i} \cdot u_N^{(i)}(\tau) \cdot \Delta \tau \cdot s(t - \tau) + \sum_{i=1}^{NC} \frac{i_{Ci}(\tau)}{C_i} \cdot i_N^{(i)}(\tau) \cdot \Delta \tau \cdot s(t - \tau) \right) \quad (5.32)$$

darstellen.

Eine Integration der differentiellen Phasenänderungen aller erfolgten Anregungen führt zur gesamten Phasenänderungsfunktion (Gleichung (5.33)).

$$\phi(t) = \int_{\tau=-\infty}^{\infty} \Delta \phi(t, \tau) \cdot d\tau \quad (5.33)$$

$$= \int_{\tau=-\infty}^{\infty} \frac{\omega_0}{N(\tau)} \left(\sum_{i=1}^{NL} \frac{u_{Li}(\tau)}{L_i} \cdot u_N^{(i)}(\tau) \cdot s(t - \tau) + \sum_{i=1}^{NC} \frac{i_{Ci}(\tau)}{C_i} \cdot i_N^{(i)}(\tau) \cdot s(t - \tau) \right) \cdot d\tau$$

Aufgrund der Eigenschaften der Sprungfunktion $s(t)$ kann (5.33) zu (5.34) vereinfacht werden.

$$\phi(t) = \int_{\tau=-\infty}^t \frac{\omega_0}{N(\tau)} \left(\sum_{i=1}^{NL} u_{Li}(\tau) \cdot \frac{1}{L_i} \cdot u_N^{(i)}(\tau) + \sum_{i=1}^{NC} i_{Ci}(\tau) \cdot \frac{1}{C_i} \cdot i_N^{(i)}(\tau) \right) \cdot d\tau \quad (5.34)$$

Die Fouriertransformation dieser Gleichung ergibt das Phasenrauschspektrum. Die periodischen Funktionen $u_{Li}(\tau)/N(\tau)$ und $i_{Ci}(\tau)/N(\tau)$ mit ihren jeweiligen Vorfaktoren werden hierzu in ihre komplexen Fourierreihen entwickelt (Gl. (5.35) und (5.36)).

$$S_i^{(L)}(\tau) = \frac{\omega_0}{L_i \cdot N(\tau)} \cdot u_{Li}(\tau) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n^{(Li)} \cdot e^{jn\omega_0\tau} \quad (5.35)$$

und

$$S_i^{(C)}(\tau) = \frac{\omega_0}{C_i \cdot N(\tau)} \cdot i_{Ci}(\tau) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n^{(Ci)} \cdot e^{jn\omega_0\tau} \quad (5.36)$$

Hierbei sind die C_n die komplexen Fourierkoeffizienten der jeweiligen Harmonischen n . Ihr Wert läßt sich aus der inversen Transformationsvorschrift zu

$$C_n^{(L,C)i} = \frac{1}{2\pi} \cdot \int_{\omega_0 \cdot \tau = -\pi}^{\pi} S_i^{(L,C)}(\tau) \cdot e^{-jn\omega_0\tau} \cdot d(\omega_0\tau) \quad (5.37)$$

berechnen. Die Gleichung für die Phasenänderung nimmt nach Einsetzen der komplexen Fourierreihen und Vertauschung der Reihenfolge von Summation und Integration folgende Form an (Gleichung (5.38)):

$$\phi(t) = \sum_{i=1}^{NL} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n^{(Li)} \cdot \int_{t=-\infty}^{\tau} u_N^{(i)}(\tau) \cdot e^{jn\omega_0\tau} \cdot d\tau + \sum_{i=1}^{NC} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n^{(Ci)} \cdot \int_{t=-\infty}^{\tau} i_N^{(i)}(\tau) \cdot e^{jn\omega_0\tau} \cdot d\tau \quad (5.38)$$

Um Gleichung (5.38) zu lösen, müssen die Rauschgrößen $u_N(\tau)$ und $i_N(\tau)$ gefunden werden, die aber nicht bekannt sind. Diese Rauschgrößen sind stochastische Größen, sog. Schwankungsgrößen, bei denen es nicht möglich ist, eine Voraussage über den Wert der Größe zu einem bestimmten Zeitpunkt zu machen. Sie sind das Ergebnis eines sog. Zufallsvorgangs. Es ist üblich diese Größen mit deskriptiver Statistik zu behandeln. Zur

Beschreibung herangezogen werden der arithmetische Mittelwert, für zeitabhängige stochastische Größen auch zeitliches Mittel genannt, der Scharmittelwert, die Varianz und die Standardabweichung, die auch Effektivwert der Schwankungsgröße genannt wird.

Über die Rauschgrößen und Zufallvorgänge, die in dieser Arbeit eine Rolle spielen, werden folgende Annahmen getroffen:

Der Zufallsvorgang ist ergodisch und damit stationär, d.h. Scharmittelwert und Zeitmittelwert sind identisch. Das bedeutet, dass der zeitliche Mittelwert unabhängig von der Lage des Mittelungsintervalls ist. Die Rauschgröße eines ergodischen Zufallsvorganges gilt als vollständig charakterisiert, wenn alle ihre Momente bekannt sind. Mit Moment wird in diesem Zusammenhang das Ergebnis von Gleichung (5.39) bezeichnet.

$$\langle s^k(t) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{t=-T}^T s^k(t) \cdot dt \quad \text{mit } k = 1, 2, 3, \dots \quad (5.39)$$

Hierin gibt k die Ordnung des Momentes an. Von besonderer Bedeutung sind das erste und das zweite Moment, als Standardabweichung und Varianz. Zufallsgrößen ergodischer Prozesse sind mittelwertfrei, ihre Quadrate nicht.

Mithilfe von Rauschleistungsdichtemessungen können die quadratischen Mittelwerte der Rauschgrößen $U_N(\omega)$ und $I_N(\omega)$ bestimmt werden. Die Rauschleistungsdichte ist ein frequenzabhängiges Spektrum und stellt die Fourier-transformierten quadratischen Zeitmittelwerte bzw. Scharmittelwerte (siehe obige Annahmen) von $u_N(\tau)$ und $i_N(\tau)$ dar.

Gleichung (5.8) muss daher nach Fouriertransformation im Frequenzbereich behandelt werden.

In dieser Arbeit wird für das Fouriertransformationpaar die Definition der Gleichungen (5.40) und (5.41) verwendet, so wie es in der Elektrotechnik im allgemeinen üblich ist.

$$F(\omega) = \int_{t=-\infty}^{\infty} f(t) e^{-j\omega t} dt \quad (5.40)$$

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega=-\infty}^{\omega} F(\omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (5.41)$$

Unter Verwendung dieser Definitionen sowie des Faltungssatzes ergibt sich für das Produkt der Zeitfunktionen $u_N(\tau) \cdot e^{jn\omega_0\tau}$ die Fouriertransformierte

$$\begin{aligned} F\{u_N(\tau) \cdot e^{jn\omega_0\tau}\}(\omega) &= U_N(\omega) * 2\pi \cdot \delta(\omega - n\omega_0) \\ &= \int_{y=-\infty}^{\infty} U_N(y) \cdot \delta(\omega - n\omega_0 - y) \cdot dy \end{aligned} \quad (5.42)$$

In Gleichung (5.42) steht δ für die Diracsche Deltafunktion. Sie ist mit Gleichung (5.43) implizit definiert.

$$\int_{y=-\infty}^{\infty} f(y) \cdot \delta(\omega - y) \cdot dy = f(\omega) \quad (5.43)$$

Aufgrund dieser Eigenschaft der Deltafunktion hat das Faltungsintegral nach Gleichung (5.42) den Wert

$$F\{u_N^{(i)}(\tau) \cdot e^{jn\omega_0\tau}\}(\omega) = U_N^{(i)}(\omega - n\omega_0) \quad (5.44)$$

und analog

$$F\{i_N^{(i)}(\tau) \cdot e^{jn\omega_0\tau}\}(\omega) = I_N^{(i)}(\omega - n\omega_0) \quad (5.45)$$

Mit dem Transformationspaar

$$\int_{\tau=-\infty}^t f(\tau) \cdot d\tau \leftrightarrow \frac{F(\omega)}{j\omega} + \pi \cdot \delta(\omega) \cdot F(0) \quad (5.46)$$

folgt

$$F\left\{\int_{t=-\infty}^{\tau} u_N(\tau) \cdot e^{jn\omega_0\tau} \cdot d\tau\right\}(\omega) = \frac{U_N^{(i)}(\omega - n\omega_0)}{j\omega} + \pi \cdot \delta(\omega) \cdot U_N(-n\omega_0) \quad (5.47)$$

und

$$F\left\{\int_{t=-\infty}^{\tau} i_N(\tau) \cdot e^{jn\omega_0\tau} \cdot d\tau\right\}(\omega) = \frac{I_N^{(i)}(\omega - n\omega_0)}{j\omega} + \pi \cdot \delta(\omega) \cdot I_N(-n\omega_0) \quad (5.48)$$

Damit ist die Fouriertransformierte von Gleichung (5.38) bestimmt. Sie lautet

$$\begin{aligned} \phi(\omega) = & \sum_{i=1}^{NL} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n^{(Li)} \cdot \left(\frac{U_N^{(i)}(\omega - n\omega_0)}{j\omega} + \pi \cdot \delta(\omega) \cdot U_N^{(i)}(-n\omega_0) \right) \\ & + \sum_{i=1}^{NC} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n^{(Ci)} \cdot \left(\frac{I_N^{(i)}(\omega - n\omega_0)}{j\omega} + \pi \cdot \delta(\omega) \cdot I_N^{(i)}(-n\omega_0) \right) \end{aligned} \quad (5.49)$$

Für uns ist der Wert dieser Funktion für den Fall $\omega = 0$ nicht interessant, da dieser Fall der Ablagefrequenz null entspricht, weshalb die Terme mit $\delta(\omega)$ entfallen und Gleichung (5.49) noch zu

$$\begin{aligned} \phi(\omega) = & \sum_{i=1}^{NL} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n^{(Li)} \cdot \left(\frac{U_N^{(i)}(\omega - n\omega_0)}{j\omega} \right) \\ & + \sum_{i=1}^{NC} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n^{(Ci)} \cdot \left(\frac{I_N^{(i)}(\omega - n\omega_0)}{j\omega} \right) \end{aligned} \quad (5.50)$$

vereinfacht werden kann.

Die gefundene Gleichung **(5.50)** beschreibt also das Phasenspektrum, dass entsteht, wenn Rauschströme $I_N^{(i)}$ und -spannungen $U_N^{(i)}$ mit vorausgesetzt kleiner Amplitude im Vergleich zur Signalamplitude den stationären Zustand des Oszillators stören.

Wird von Gleichung **(5.50)** das Moment zweiter Ordnung gebildet, das der Phasenrauschleistungsdichte entspricht, ergibt sich:

$$\langle \phi(\omega) \cdot \phi(\omega)^* \rangle = \quad (5.51)$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\omega^2} \cdot \left(\sum_{i=1}^{NL} \sum_{j=1}^{NL} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_m^{(Li)} \cdot C_n^{*(Lj)} \cdot U_N^{(i)}(\omega - m\omega_0) \cdot U_N^{*(j)}(\omega - n\omega_0) \right. \\ & + \sum_{i=1}^{NL} \sum_{j=1}^{NC} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_m^{(Li)} \cdot C_n^{*(Cj)} \cdot U_N^{(i)}(\omega - m\omega_0) \cdot I_N^{*(j)}(\omega - n\omega_0) \\ & + \sum_{i=1}^{NC} \sum_{j=1}^{NL} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_m^{(Ci)} \cdot C_n^{*(Lj)} \cdot I_N^{(i)}(\omega - m\omega_0) \cdot U_N^{*(j)}(\omega - n\omega_0) \\ & \left. + \sum_{i=1}^{NC} \sum_{j=1}^{NC} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_m^{(Ci)} \cdot C_n^{*(Cj)} \cdot I_N^{(i)}(\omega - m\omega_0) \cdot I_N^{*(j)}(\omega - n\omega_0) \right) > \end{aligned}$$

Zu einer besseren Übersichtlichkeit kann man Gleichung **(5.51)** in eine Matrixschreibweise überführen. Dazu werden zuerst die Matrizen C und X_N definiert, die die Fourierkoeffizienten C aller Induktivitäten und Kapazitäten bzw. die spektralen Amplituden der Störgrößen an den Speicherelementen (Zustandsgrößen) enthalten.

$$C = \begin{pmatrix} C_{-n}^{(L_1)} & \dots & C_{-n}^{(L_{NL})} \\ \vdots & & \vdots \\ C_0^{(L_1)} & & C_0^{(L_{NL})} \\ \vdots & & \vdots \\ C_n^{(L_1)} & & C_n^{(L_{NL})} \\ C_{-n}^{(C_1)} & & C_{-n}^{(C_{NC})} \\ \vdots & & \vdots \\ C_0^{(C_1)} & & C_0^{(C_{NC})} \\ \vdots & & \vdots \\ C_n^{(C_1)} & \dots & C_n^{(C_{NC})} \end{pmatrix} \quad (5.52)$$

$$X_N(\omega) = \begin{pmatrix} U_N^{(1)}(\omega + n\omega_0) & \dots & U_N^{(NL)}(\omega + n\omega_0) \\ \vdots & & \vdots \\ U_N^{(1)}(\omega) & & U_N^{(NL)}(\omega) \\ \vdots & & \vdots \\ U_N^{(1)}(\omega - n\omega_0) & & U_N^{(NL)}(\omega - n\omega_0) \\ I_N^{(1)}(\omega + n\omega_0) & & I_N^{(NL)}(\omega + n\omega_0) \\ \vdots & & \vdots \\ I_N^{(1)}(\omega) & & I_N^{(NL)}(\omega) \\ \vdots & & \vdots \\ I_N^{(1)}(\omega - n\omega_0) & \dots & I_N^{(NL)}(\omega - n\omega_0) \end{pmatrix} \quad (5.53)$$

Es gibt also zu jedem ω eine X_N Matrix, die den Einfluß der Rauschquellen am Ort der Zustandsgrößen enthält. Die physikalischen Rauschquellen liegen jedoch an anderer Stelle im Netzwerk z.B. am Basis-Emitter-Übergang des HBTs. Deshalb muss eine Transformationsmatrix T implizit definiert werden, die die physikalischen Rauschquellen von ihrem Ort an den Ort der Zustandsgrößen transformiert.

$$X_N(\omega) = T(\omega) \cdot \Delta n(\omega) \quad (5.54)$$

In der Gleichung (5.54) ist $\Delta n(\omega)$ der Vektor, der die physikalischen Rauschquellen enthält.

Damit lässt sich die spektrale Phasenänderungsfunktion in Matrizenform darstellen.

$$\phi(\omega) = \frac{1}{j\omega} \cdot C^T \cdot X_N(\omega) = \frac{1}{j\omega} \cdot C^T \cdot T(\omega) \cdot \Delta n(\omega) \quad (5.55)$$

Die Rauschleistungsichte ist dann:

$$\langle \phi(\omega) \cdot \phi(\omega)^* \rangle = \frac{1}{\omega^2} \cdot \langle C^T \cdot T(\omega) \cdot \Delta n(\omega) \cdot (C^T \cdot T(\omega) \cdot \Delta n(\omega))^* \rangle \quad (5.56)$$

Da $\phi(\omega)$ eine skalare Funktion ist, vgl. Gleichung (5.55), muss gelten:

$$C^T \cdot T(\omega) \cdot \Delta n(\omega) = (C^T \cdot T(\omega) \cdot \Delta n(\omega))^T. \quad (5.57)$$

In Gleichung (5.56) sind bis auf die Schwankungsgröße $\Delta n(\omega)$ alle Größen deterministisch. Sie kann daher mit Gleichung (5.57) geschrieben werden als

$$\begin{aligned} \langle \phi(\omega) \cdot \phi(\omega)^* \rangle &= \frac{1}{\omega^2} \cdot \langle C^T \cdot T(\omega) \cdot \Delta n(\omega) \cdot (C^T \cdot T(\omega) \cdot \Delta n(\omega))^{*T} \rangle \quad (5.58) \\ &= \frac{1}{\omega^2} \cdot \langle C^T \cdot T(\omega) \cdot \Delta n(\omega) \cdot \Delta n^{*T}(\omega) \cdot T^{*T}(\omega) \cdot C^* \rangle \\ &= \frac{1}{\omega^2} \cdot C^T \cdot T(\omega) \cdot \langle \Delta n(\omega) \cdot \Delta n^{*T}(\omega) \rangle \cdot T^{*T}(\omega) \cdot C^* \end{aligned}$$

Die Größe $\langle \Delta n(\omega) \cdot \Delta n^{*T}(\omega) \rangle$ ist definiert als die Korrelationsmatrix [13] [14] der physikalischen Rauschquellen $\Delta n(\omega)$.

$$C_N(\omega) = \langle \Delta n(\omega) \cdot \Delta n^{*T}(\omega) \rangle \quad (5.59)$$

Diese Matrix nimmt bei einer Rauschquelle und ohne Berücksichtigung der Korrelation bei verschiedenen Frequenzen folgende Form an (Gleichung (5.60)).

$$C_N(\omega) = \begin{pmatrix} \langle n_1(\omega - p\omega_0) \cdot n_1^*(\omega - q\omega_0) \rangle & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \ddots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \langle n_1(\omega) \cdot n_1^*(\omega) \rangle & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \langle n_1(\omega + p\omega_0) \cdot n_1^*(\omega + q\omega_0) \rangle \end{pmatrix} \quad (5.60)$$

Unter Verwendung von Gleichung (5.60) lässt sich dann als Ergebnis für die Phasenrauschleistungsichte Gleichung (5.61) schreiben.

$$\langle \phi(\omega) \cdot \phi(\omega)^* \rangle = \frac{1}{\omega^2} \cdot C^T \cdot T(\omega) \cdot C_N(\omega) \cdot T^{*T}(\omega) \cdot C^* \quad (5.61)$$

Mit Gleichung (5.61) ist eine analytische Formel gegeben, die es ermöglicht, das Phasenrauschen zu berechnen. Die einzelnen Größen in dieser Gleichung werden zum Teil aus Messungen und zum Teil numerisch gewonnen.

Abschliessend wird zusammengefasst, was die einzelnen Größen in Gl. (5.61) bedeuten und wie sie berechnet werden können.

Der Vektor C , vgl. Gl. (5.52), enthält die Fourierkoeffizienten der periodischen Funktionen $u_{Li}(\tau)/N(\tau)$ und $i_{Ci}(\tau)/N(\tau)$ mit ihren jeweiligen Vorfaktoren (Gl. (5.35) und (5.36)). Er beschreibt den Energiezustand des Oszillators im ungestörten Zustand. Dieser Vektor wird

aus den Ergebnissen der Harmonic Balance Simulation des Oszillators als autonomes System, d.h. der Standard-ADS-HB-Oszillatorsimulation, berechnet, was in Abschnitt 5.3.1 behandelt wird.

Die Matrix $T(\omega)$, vgl. Gl. (5.54), ist die Transformationsmatrix. Ihre Aufgabe ist es, die Störgrößen vom Ort ihrer Entstehung an ihren Wirkungsort zu transformieren. Sie beschreibt den Einfluß des aus Messungen extrahierten niederfrequenten Transistorrauschens, siehe Abschnitt 2.5.3, auf die Zustandsgrößen. Auf die Berechnung von $T(\omega)$ wird in Abschnitt 5.3.2 eingegangen.

Die Matrix $C_N(\omega)$, vgl. Gl. (5.60), ist die Korrelationsmatrix der Rauschquellen im Oszillator. Sie wird aus den Messungen des niederfrequenten Transistorrauschens, siehe Abschnitt 2.5.3, bestimmt.

5.3 Numerische Umsetzung

In diesem Abschnitt wird detailliert auf die Berechnung der einzelnen Größen aus Gl. (5.61) eingegangen. Ergebnisse der Phasenrausch-Berechnung mit der HB-LTI-Methode finden sich dann bei den Schaltungsbeispielen in den Abschnitten 6.3 und 6.4.

5.3.1 Harmonic Balance Simulation des Oszillators als autonomes System

Zur Berechnung der nichtlinearen Schwingfrequenz und der Ausgangsleistung bei einer vorgegebenen Anzahl von Harmonischen findet hier im ersten Schritt das Standard-Oszillator-Großsignalentwurfsverfahren aus Abschnitt 3.3.2 Anwendung. Alle nichtlinearen Elemente in der Schaltung müssen dazu durch ihre Großsignalmodelle repräsentiert werden.

Die HB Oszillatorsimulation wird mit 16 Harmonischen durchgeführt. Das Ergebnis dieser Simulation sind frequenzdiskrete, komplexe Spektren. Die Spektren werden dann als CITI-Datei ausgelesen und mit dem entwickelten C-Programm (Abschnitt 5.3.3) weiterverarbeitet.

Die Weiterverarbeitung zur Berechnung des Vektors C , vgl. Gl. (5.52), wird im Folgenden erläutert.

Die Spektren, die sich vom Schaltungssimulator, MDS oder ADS, auslesen lassen, enthalten nur die positiven Frequenzkomponenten. Diese Spektren werden zunächst zu komplexen Spektren mit positiven und negativen Frequenzkomponenten erweitert, indem die negativen Frequenzkomponenten hinzugefügt werden. Hierbei wird die Tatsache ausgenutzt, dass die zugrundeliegenden Zeitfunktionen reell sind. Dann gilt

$$A(-\omega) = A^*(\omega)$$

womit sich die negativen Frequenzkomponenten berechnen lassen.

Das nun vorliegende frequenzdiskrete Spektrum wird mit der IFFT in eine zeitdiskrete Funktion transformiert. Bei dieser inversen Transformation kann dergleiche Programmcode verwendet werden, wie bei der FFT vom Zeit- in den Frequenzbereich, da gilt:

$$F(F(f(t))) = f(-t)$$

Zu beachten ist dann noch die Spiegelung an $t = 0$, da $f(t)$ und nicht $f(-t)$ erwünscht ist.

Liegt ein positives, komplexes Frequenzspektrum mit 16 Harmonischen und dem DC-Wert vor, berechnet die inverse FFT eine Realteildfunktion mit 16 Funktionswerten, die ungleich null sind und eine Imaginärteildfunktion mit 16 Funktionswerten, die identisch null sind.

Aus den berechneten Zeitfunktionen wird der Vektor C im Zeitbereich berechnet und danach mittels FFT in ein Spektrum, vgl. Gl. (5.52), transformiert.

5.3.2 Harmonic Balance Simulation des Oszillators als nicht-autonomes System

In diesem zweiten Schritt wird die Oszillatorschaltung jetzt als (gestörtes) nicht-autonomes System aufgefasst. Ziel dieses Vorgehens ist es, das Mischverhalten des schwingenden Oszillators zu beschreiben.

Dazu wird nicht nur das in Abschnitt 5.3.1 berechnete Oszillatorgroßsignal betrachtet, sondern zusätzlich ein Wechsignal kleiner Amplitude, das als Störsignal aufgefasst werden soll. Um diesen Fall mit den gängigen HB-Verfahren berechnen zu können, muss der Oszillator als nicht-autonomes System betrachtet werden. Hierzu wird eine Spannungsquelle definiert, die dem Oszillator nur bei der unter Abschnitt 5.3.1 berechneten Grundwelle Spannung zuführt. Für alle anderen Frequenzen soll die Spannungsquelle virtuell nicht vorhanden sein, um nicht die Leistungsverteilung auf die Harmonischen und deren Mischprodukte zu stören. **Bild 5-2** zeigt ein Signalflußdiagramm, das die Einprägung des Oszillatorgroßsignals und des Störsignals in den Oszillator beschreibt. Hierzu werden die Großsignalquelle und die Störquelle an ein Dreitor angeschlossen. Dieses Dreitor mit der Spannungsquelle $v_0(\omega_0)$ entspricht dem in Abschnitt 3.3.2 beschriebenen Oszillator-Testport in MDS/ADS. Der Unterschied besteht darin, dass die Kreisfrequenz des Großsignals bereits aus der HB Simulation des Oszillators (Abschnitt 5.3.1) bekannt ist. Der Oszillator kann auf genau dieser Frequenz angeregt werden und ist damit kein autonomes System mehr, sondern ein nicht-autonomes. Mithilfe dieser Simulationstechnik besteht jetzt die Möglichkeit durch eine HB-Zwei-Ton-Simulation (Mischersimulation) die Auswirkung einer zweiten Quelle (Störquelle $i_s(\omega)$ in **Bild 5-2**) auf das Oszillatorspektrum zu berechnen.

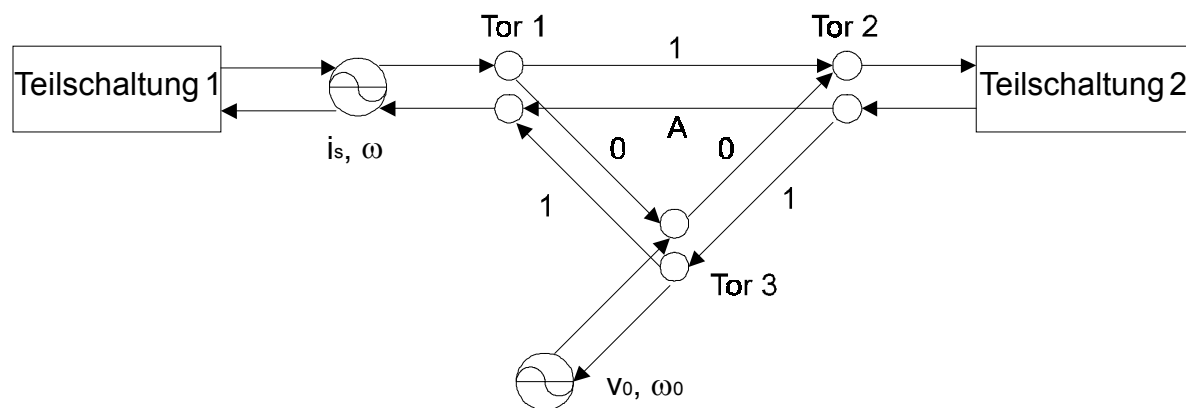


Bild 5-2: Signalflußdiagramm zur Erläuterung der HB-Simulation als nicht-autonomes System; Teilschaltung 1 und 2 bezeichnen die beiden aufgetrennten Teile der Oszillatorschaltung; i_s ist die Störquelle und v_0 ist die Großsignalquelle

Die Streumatrix des Dreitores aus **Bild 5-2** ist

$$S = \begin{pmatrix} 0 & A & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}$$

Die Wellenamplitude A ist dabei definiert als:

$$A = 1 - \text{rect}(\omega - \omega_0) = \begin{cases} 0, & \text{wenn } \omega = \omega_0 \\ 1, & \text{sonst} \end{cases}$$

Hier handelt es sich also um die Streumatrix eines Zirkulators, solange $\omega \neq \omega_0$ ist.

Diese Oszillatorgroßsignalquelle wird an derselben Stelle in der Schaltung eingefügt, an der vorher bei der Simulation des autonomen Systems (Abschnitt 5.3.1) das Oszillator-Testport eingefügt war. Die Amplitude der Oszillatorgroßsignalquelle wird dabei so gewählt, dass die Spektren des autonomen und des (gestörten) nicht-autonomen Systems, bezogen auf das Großsignal, identisch sind, so dass der Oszillator mit dieser Einspeisung also den gleichen Zustand durchläuft wie im autonomen Fall.

Die Störquelle $i_s(\omega)$ wird dort in die Schaltung eingefügt, wo die physikalische Rauschquelle lokalisiert ist. Sie wird durch eine Stromquelle modelliert, die einen sinusförmigen Strom in die Basis des HBT einprägt. Die Frequenz dieses Stromes entspricht dabei der Störfrequenz, die Amplitude liegt in der Größenordnung eines Störsignals, also deutlich unterhalb des Großsignalpegels. Sie ist bei allen Simulationen auf 1.0 E-10 Ampère festgelegt.

Um jetzt mithilfe der HB-Zwei-Ton-Simulation die Elemente der Matrix X_N , vgl. Gl. (5.53), berechnen zu können, muss für jede Störfrequenz eine Simulation durchgeführt werden. Das sind bei 16 Harmonischen der Oszillatorfrequenz und 1 Harmonischen der Störfrequenz, gemäß Gl. (5.53), insgesamt 33 Störfrequenzen. Mit jeder dieser Simulationen wird eine Spalte der Matrix X_N bestimmt.

Die berechneten Misch-Spektren enthalten 50 Frequenzen, die als CITI-Datei ausgelesen werden. Von diesen 50 Frequenzen werden zur Bildung der Matrix X_N nur die Mischterme der Oszillator- mit der Störfrequenz und der Term mit der 1. Harmonischen der Störfrequenz benötigt.

Nachdem die Matrix X_N bestimmt wurde, wird durch Normierung auf die Störgröße i_s die Matrix T bestimmt (Gl. (5.54)).

5.3.3 Implementierung der Methode in C

Zur Implementierung der Gleichungen aus Abschnitt 5.2 wurde die Programmiersprache C verwendet. Für die Transformation von zeitdiskreten Funktionen in frequenzdiskrete Spektren wird die Fast Fourier Transformation (FFT) verwendet. Zur inversen Transformation wird die Fast Fourier Transformation (IFFT) verwendet. Der FFT Quellcode wurde [36] entnommen und für die PC-Plattform angepasst. Für die Berechnung der komplexwertigen Matrizen sowie sonstiger Aufgaben wurden entsprechende Funktionen programmiert. **Bild 5-3** zeigt das komplette Blockschaltbild zur Verdeutlichung der Phasenrausch-Berechnung nach der HB-LTI-Methode.

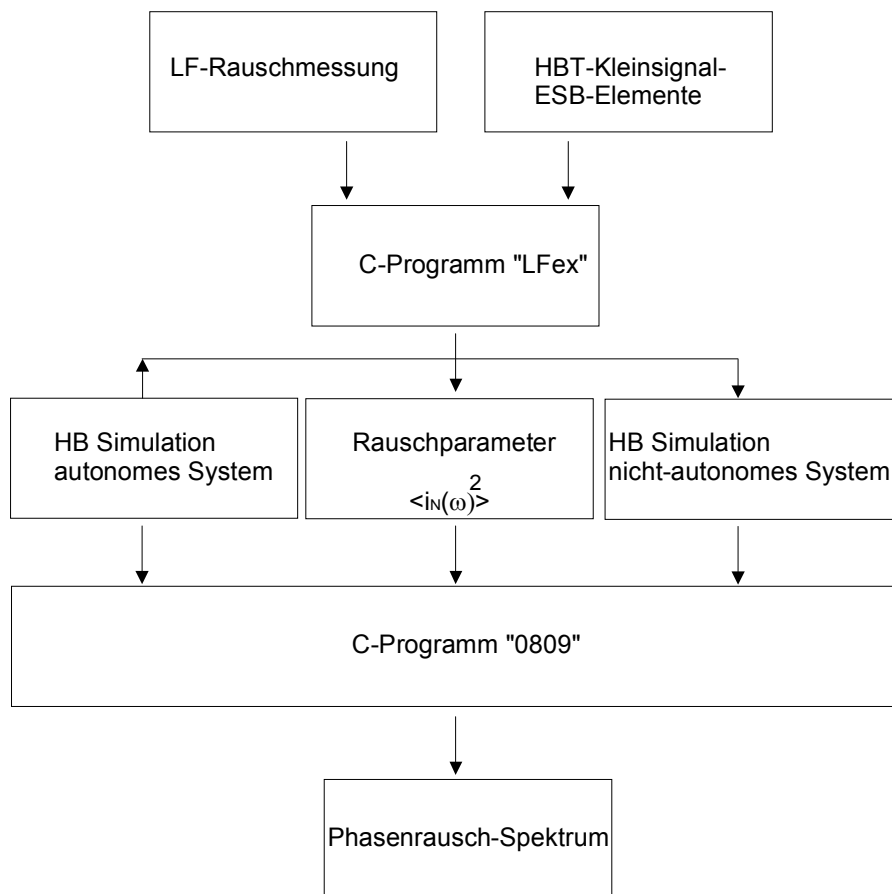


Bild 5-3: Blockschaltbild zur Verdeutlichung der HB-LTI-Methode zur Phasenrausch-Berechnung.

6 Monolithisch integrierte Oszillatorschaltungen

In diesem Abschnitt werden die entwickelten Oszillatorschaltungen beschrieben. Für die Darstellung der Oszillatoren werden Schaltbilder verwendet. Um die Schaltbilder möglichst übersichtlich zu halten, werden übergeordnete Symbole benutzt. So bezeichnet z.B. das Symbol „CPW 50“ eine 50 Ohm Koplanarleitung. Da jedoch Schaltungen auf verschiedenen Prozesstechnologien vorgestellt werden, stehen hinter dem CPW 50-Symbol unterschiedliche Modellparameter und Leitungsmodelle. So wird für die CPW auf GaAs und auf HR-Silizium das Leitungsmodell nach [4] verwendet, für die CPW auf LR-Silizium das Leitungsmodell nach Abschnitt 2.1.2. Auf die genaue Bedeutung der einzelnen Symbole im jeweiligen Kontext wird in den Bildunterschriften der Schaltbilder eingegangen.

6.1 Die verwendeten MMIC-Prozesstechnologien

Zur Realisierung der MMIC Schaltungen, die in dieser Arbeit präsentiert werden, wurden insgesamt fünf verschiedene MMIC-Prozesstechnologien benutzt. Drei davon sind Silizium-Germanium-Technologien, die anderen zwei sind Galium-Arsenid-Prozesse. Zwei der Silizium-Germanium-Technologien (ATMEL, IBM) sind als Foundry verfügbar, also kommerziell erhältlich, die dritte ist ein Forschungsprozess, der am DaimlerChrysler-Forschungszentrum in Ulm betrieben wurde. Eine der beiden Galium-Arsenid-Technologien ist am FBH etabliert, die andere bei einem Industriepartner (Infineon).

Im Folgenden werden die einzelnen Technologien kurz mit ihren wichtigsten Charakteristika vorgestellt. Der Infineon-Prozess (siehe Abschnitt 6.7) wird hier nicht näher beschrieben. Details sind den Informationsmaterialien von Infineon zu entnehmen.

6.1.1 ATMEL SiGe1-HBT-Prozess

Die SiGe1-Technologie von ATMEL [7] [18] [19], vormals TEMIC, ist ein kommerziell verfügbarer Silizium-Germanium-HBT-Prozess, der als Substratmaterial niederohmiges Silizium mit einem spezifischen Widerstand von $\rho = 20 \Omega\text{cm}$ verwendet. Durch Einbringen von Germanium in die Basis entsteht ein npn-HBT. Dabei wird hier der sogenannte „box-shaped“ oder auch „true HBT“ Ansatz verfolgt, d.h. der Germaniumdotierungsverlauf in der Basis ist idealerweise konstant und scharf begrenzt und führt zu einem wirklichen Si/SiGe-Heteroübergang. Durch einen hohen Germaniumgehalt von mehr als 20% in der Basis ist der resultierende Basisbahnschichtwiderstand gering, was zu f_{max} Werten von 50 GHz führt.

Die HBT-Schichten werden mit einer differentiellen Epitaxie aufgewachsen. Als Metallisierung werden zwei Lagen Aluminium benutzt.

Bild 6-1 zeigt einen Querschnitt durch den Wafer. Man erkennt den planaren Aufbau der HBT-Struktur mit der Germanium-dotierten Basis. Die beiden Metallisierungsebenen ermöglichen es, komplexe Leitungsstrukturen, wie die Koplanarleitung, zu verwenden. Im Weiteren erkennt man den „channel stop“, das ist ein implantierter Bereich, der die Ausprägung eines leitfähigen Kanals zu benachbarten Transistoren verhindert. Diese Trennung ist aufgrund des niederohmigen Substrates nötig. Eine weitere Besonderheit ist der Substratkontakt, der hier mit dem channel stop verbunden ist. Damit kann zusätzlich das Halbleitersubstrat definiert auf Massepotential gelegt werden.

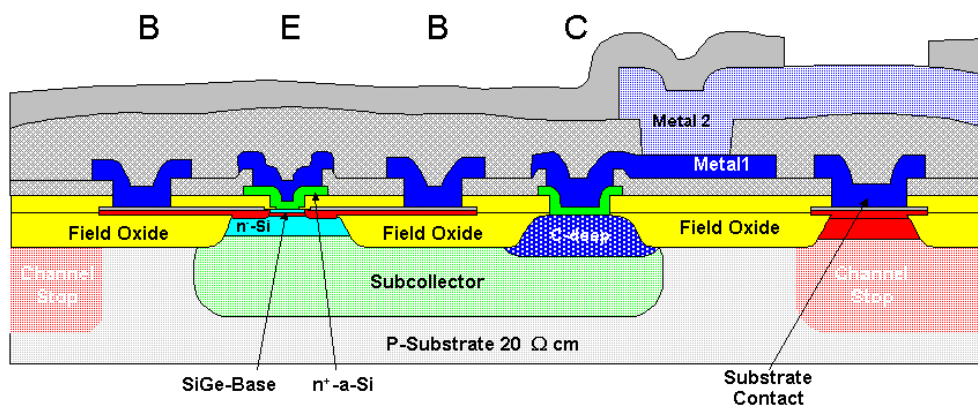


Bild 6-1: Prinzip-Querschnitt der ATMEL SiGe1-Technologie (Quelle: ATMEL)

Der ATMEL SiGe1-Prozess ist ursprünglich für den Frequenzbereich bis 2 GHz entworfen worden und findet dort seine industrielle Anwendung in Schaltungen für die Mobilkommunikation.

6.1.2 IBM BiCMOS 5HP Prozess

Der BiCMOS 5HP Prozess von IBM integriert die SiGe-HBT-Technologie mit einem 3.3 Volt 0.5µm CMOS-Prozess. Im Gegensatz zur ATMEL SiGe1-Technologie wird hier das Germanium einem Gradientendotierungsprofil folgend in die Basis eingebracht. Wie bei ATMEL ist auch hier das Substratmaterial niederohmiges Silizium. Weitere Informationen zum IBM BiCMOS 5HP Prozess sind in Tabelle 6-1 zu finden, bzw. öffentlich zugänglichem IBM-Material zu entnehmen [20].

6.1.3 DaimlerChrysler-SiGe-Prozess

Dieser Prozess wurde am DaimlerChrysler-Forschungszentrum in Ulm entwickelt. Es handelt sich dabei um einen SiGe-HBT-Prozess auf hochohmigem Siliziumsubstrat mit einem spezifischen Widerstand von $\rho = 4 \text{ k}\Omega\text{cm}$. Der HBT ist hier, so wie beim ATMEL-Prozess, ein „true-HBT“ mit „box-shaped“ Profil. Die komplette Epitaxie-Struktur des HBT wird mittels Silizium Molekular-Strahl-Epitaxie (Si-MBE) gewachsen [57].

Dabei wird ein inverses Dotierungsprofil mit $N_{\text{Basis}} = 8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3} > N_{\text{Emitter}} = 1.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ verwendet. Die Basis-Schichtdicke inklusive der Abstands-Zwischenschichten („spacer-layers“) beträgt 30 nm. Um beim Doppel-Mesa-Herstellungsprozess der Emitter-Basis-Mesa eine Unterätzung der Emittermetallisierung zu verhindern, werden die Emitterfinger entlang der Kristallachse $\langle 100 \rangle$ angeordnet.

Eine Grabenätzung („trench etch“) um den HBT herum isoliert gegenüber benachbarten Bauelementen. Die Oberflächenpassivierung wird mit einer Siliziumnitrid-Schicht hergestellt. Die Passivierung wird dabei mit einem Tief-Temperatur-Verfahren bei 270 °C abgeschieden (plasma enhanced chemical vacuum deposition, PECVD), um die Dotierungen der bereits

hergestellten HBT-Schichten nicht zu degradieren. Für die zwei Metallisierungsebenen wird Gold verwendet.

Ein 6-Finger HBT mit einer Emitterfläche von $6 \times 1 \times 7 \mu\text{m}^2$ erreicht so f_T - und f_{MAX} -Werte von typisch 40 und 85 GHz. Die Anordnung mit 6 Fingern wurde gewählt, um mittlere Leistungen erzeugen zu können. So ist der maximale Kollektorstrom für diesen Transistor 50 mA. Die Kollektor-Emitter-Durchbruchspannung beträgt 5 Volt.

Aufgrund deutlich geringerer Substratverluste im Vergleich zu den beiden kommerziellen Prozessen besteht hier die Möglichkeit, höhere Leistungen bei hohen Frequenzen zu erzeugen und zu verarbeiten. Dieser Prozess ist kommerziell nicht verfügbar, sondern ein Forschungsprozess, der die Möglichkeiten der SiGe-Technologie bei hohen Frequenzen ausloten soll.

6.1.4 InGaP/GaAs HBT MMIC Prozess am FBH

Der InGaP/GaAs-HBT-MMIC-Prozess am FBH [53] wurde für analoge Anwendungen bis 40 GHz entwickelt. Dieser Prozess verwendet als Substratmaterial s.i. GaAs. Die HBT MMICs werden mit einer industrie-kompatiblen 4 Zoll Prozesslinie hergestellt. Das Epitaxie-Design der HBTs, durchgeführt mit dem MOVPE-Verfahren, beginnt mit einer 55 nm dicken n-InGaAs Emitter-Kontaktschicht mit Gradientenprofil, gefolgt von einer 100 nm dicken n-GaAs Schicht, einem 30 nm n-InGaP Emitter und einer 100 nm dicken gleichmässig dotierten p-GaAs Basis-Schicht. Fertiggestellt wird die HBT-Schichtstruktur mit einer 1 μm dicken n-GaAs Kollektor-Schicht, einer 20 nm dicken GaInP Ätzstopp-Schicht und der 700 nm dicken n^+ -GaAs Subkollektor-Schicht.

Im Folgenden wird die Emitter-Metallisierung prozessiert, gefolgt vom Ätzprozess für die Emitter-Basis-Mesa. Hierbei wird eine völlig verarmte InGaP Randschicht („fully depleted InGaP ledge technology“) erzeugt, um Degradation der Stromverstärkung durch Oberflächenströme zu verhindern. Für die Basis-Kollektor-Mesa wird eine Doppel-Mesa-Struktur verwendet, um die parasitäre Basis-Kollektor-Kapazität zu verringern.

Die Isolation zwischen den HBTs wird durch eine Heliumionen-Implantation herbeigeführt. Abschliessend werden die Basis- und die Kollektor-Metallisierungen, sowie die Emitterluftbrücke prozessiert. Die Dicke der Emitterluftbrücke ist für ein optimales Wärmemanagement ausgelegt.

Mit diesem Prozess wird typisch eine Stromverstärkung von $\beta_{\max} = 120$ bei einem intrinsischen Basis-Schicht-Widerstand von $R_{\text{SBI}} = 215 \, \Omega/\text{sq}$ erzielt. Für einen 1-Finger HBT mit einer Emittergröße von $3 \times 30 \, \mu\text{m}^2$ sind f_T - und f_{MAX} -Werte von 40 und 95 GHz typisch.

Dünnschicht-Widerstände werden mit einer NiCr-Schicht mit 50 Ohm Schichtwiderstand und MIM-Kondensatoren werden mit einer SiN_x -Schicht hergestellt. Die Durchbruchspannung der MIM-Kondensatoren ist bei einer SiN_x -Schichtdicke von 100 nm größer als 60 Volt.

Die Anwendungen dieses Prozesses liegen in Mikrowellen- und Millimeterwellenschaltungen, z.B. für Radar oder Richtfunk im K- und Ka-Band oder nach Verdopplung als Quelle für W-Band-Systeme.

6.1.5 Tabellarische Übersicht

In der Tabelle 6-1 sind die wichtigsten Eigenschaften aller vier Prozesstechnologien zusammengestellt. Erwähnenswert ist noch, dass in beiden kommerziellen SiGe Technologien zwei verschiedene npn-HBTs angeboten werden, die sich durch verschiedene Kollektordotierungen unterscheiden. Das in Tabelle 6-1 verwendete Kürzel SIC steht hierbei für „selectively implanted collector“ und bezeichnet den zusätzlich implantierten Transistortyp. Mit diesem Implantationsschritt wird die Kollektorkapazität C_C verringert, was die Kollektorladezeit τ_C verkürzt [37]. Hierdurch steigt die Transitfrequenz f_T an. Durch eine geringere Kollektordicke wird aber gleichzeitig auch die Durchbruchspannung B_{VEC0} verkleinert.

Die zusätzliche Kollektorimplantation stellt also je nach Erfordernis einen Transistor für gutes Mikrowellenverhalten, also hohe geforderte Grenzfrequenz, oder hohe Leistung, d.h. hohe Betriebsspannung, also hohe geforderte Durchbruchspannung, bereit.

(Eigenschaft)	ATMEL SiGe1	IBM BiCMOS 5HP	Daimler SiGe-FT	FBH GaInP/GaAs
npn-HBT $f_T / f_{\max} [\text{GHz}]$	30 / 50	30 / 55	40 / 85	40 / 95

npn-HBT,SiC f_T / f_{\max} [GHz]	50 / 50	47 / 65	- / -	- / -
$B_{\text{VEC0}} / B_{\text{VEC0, SiC}}$ [V]	6 / 3	5.5 / 3.3	5 / -	20 / -
Metallisierung	2 Lagen Aluminium	5 Lagen Aluminium	2 Lagen Gold	2 Lagen Gold
Substrat / P [Ωcm]	LR-Si / 20	LR-Si / -	HR-Si / 4k	s.i. GaAs

Tabelle 6-1: Charakteristika der in dieser Arbeit verwendeten Prozesstechnologien

6.2 4.5 GHz SiGe MMIC VCO auf LR-Si Substrat (ATMEL-Prozess)

Dieser Chip [54] wurde als Koplanar-MMIC im Rahmen des BMBF-Projektes „Hochintegrierte SiGe SIMMWIC Module“ vom Autor entworfen. Da dieser VCO als Lokaloszillator (LO) für einen Oberwellenmischer verwendet wird, sind hohe Anforderungen an die Ausgangsleistung gestellt. Der LO soll über den gesamten Abstimbereich 15 dBm liefern.

In diesem Frequenzbereich sind zwei Oszillatorkonzepte denkbar. Das erste Konzept sieht einen differentiellen Oszillator [8] [16] [17] vor. Dabei werden zwei Transistoren im Gegentakt betrieben. Die Abstimmung muss dabei nicht über zwei Varaktordioden („tuned-tank oscillator“) erfolgen, sondern kann auch über eine Stromquelle erfolgen (siehe Abschnitt 6.7). Die erreichbare Ausgangsleistung der Oszillatorstufe bei diesem Konzept

liegt, bezogen auf diesen Prozess und diese Schwingfrequenz, bei ca -15 dBm bis -10 dBm. Um die hier geforderte Leistung von 15 dBm zu erreichen, sind dann mehrstufige Differenzverstärker nötig, was den Platzbedarf der Schaltung erhöht. Hinzu kommt, dass der Abstimmbereich größer gehalten werden muss, da mehr Transistoren in der Schaltung mit der Temperatur schwanken.

Ein differentielles Konzept wäre natürlich dann unerlässlich, wenn ein symmetrisches Ausgangssignal benötigt wird. Eine zusätzliche Symmetrierung eines unsymmetrischen Signals ist bei der Frequenz von 4.5 GHz mit einem integrierten 180° Hybrid aus Leitungen nicht möglich, da der Platzbedarf viel zu groß wäre. Außerdem wären die Verluste durch das niederohmige Substrat zu groß. Man muss dann einen aktiven Symmetrierer, also einen Differenzverstärker, verwenden.

Das zweite Konzept ist das klassische Mikrowellenkonzept. Es sieht einen Reflexionsoszillator mit reaktiv angepasstem Transistor vor. Das Ausgangssignal ist unsymmetrisch („single-ended“). Hier kann schon in der Oszillatorstufe bei geeignetem Entwurf eine hohe Leistung erzielt werden. Der Pufferverstärker, der die restliche Leistung liefern muss, kann dann mehr auf eine geringe Rückwirkung zur verbesserten Lastentkopplung ausgelegt werden.

Der hier vorgestellte 4.5 GHz VCO besteht aus einer Oszillatorstufe und einer Pufferverstärkerstufe mit jeweils einem HBT, sowie dem monolithisch integrierten Varaktor, womit das zweite Konzept verfolgt wird.

Die Oszillatorstufe wird von einem HBT in Basisschaltung gebildet, der durch eine induktive Serienrückkopplung an der Basis instabil ist. Die Varaktordiode am Emitter stellt durch ihre Sperrschichtkapazitätsvariation mit angelegter Sperrspannung das Abstimmelement dar. Die Varaktordiode wird durch einen Serienkondensator vom Transistor getrennt. Durch die Größe des Trennkondensators kann der Varaktor je nach Erfordernis lose oder stark angekoppelt werden. Hiermit lässt sich die Abstimmbandbreite einstellen. Abgesehen vom geringen Strom, der fließt, wenn die HF-Schwingung die Varaktordiode in Flußrichtung aussteuert, erfolgt die Abstimmung leistungslos, weshalb sich die Ausgangsleistung des VCOs nicht stark ändert.

Der HBT in der Oszillatorstufe wird, bezogen auf die Gleichspannung, in Basisschaltung betrieben, was eine negative Spannung am Emitter nötig macht, um den Transistor im aktiven Bereich zu halten. Die DC-Beschaltung („Bias-Ts“) ist ebenfalls komplett monolithisch

kann. **Bild 6-2** zeigt das Ersatzschaltbild des VCO.

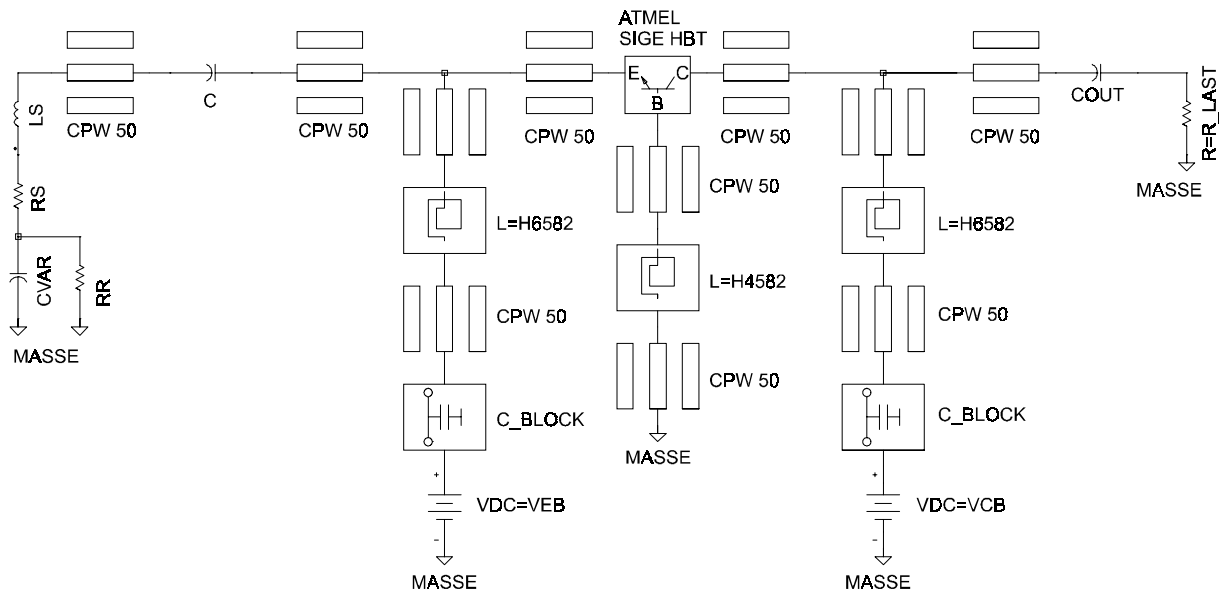


Bild 6-2: Schaltbild 4.5 GHz SiGe MMIC VCO (ATMEL-Prozess)

Bedeutung der Symbole:

- ATMEL SIGE HBT – Gummel-Poon Modell mit Parameterextraktion aus DC und S-Parametermessungen
- H4582, H6582 – Spiralinduktivitäten h-3 und h-4 aus Tabelle 2-3
- C, COUT, C_BLOCK – MIM-Kapazitäten gemäß Abschnitt 2.3
- CPW 50 – 50 Ω Koplanarleitung, MDS-CPW-Modell mit Parameterfit auf Modematching-Daten gemäß Abschnitt 2.1.2
- CVAR, RR, RS, LS – Kleinsignal-Diodenersatzschaltung lt. Abschnitt 2.4

Der Pufferverstärker ist ein einstufiger Verstärker in Emitterschaltung mit reaktiv angepasstem Eingang und Ausgang. Der Entwurf von Pufferverstärkern hat mehrere Gesichtspunkte. Zum einen soll eine geringe Lastrückwirkung ($|S_{21} \cdot S_{12}|$) erzielt werden, zum anderen muss aber noch ausreichend verstärkt werden. Eine gute 50 Ohm Ausgangsanpassung ist nötig, wohingegen die Eingangsanpassung nicht unbedingt auf 50 Ohm erfolgen muss, sondern auf die Lastimpedanz, auf der der Oszillator am besten arbeitet. Hierbei können Gesichtspunkte wie Abstimmbandbreite und abzugebende Leistung eine Rolle spielen. Der Pufferverstärker wird also nicht leistungsangepasst und auch nicht rauschangepasst, sondern wird auf minimale Lastrückwirkung bei angemessener Verstärkung ausgelegt. Die Pufferverstärkerschaltung ist in **Bild 6-3** gezeigt.

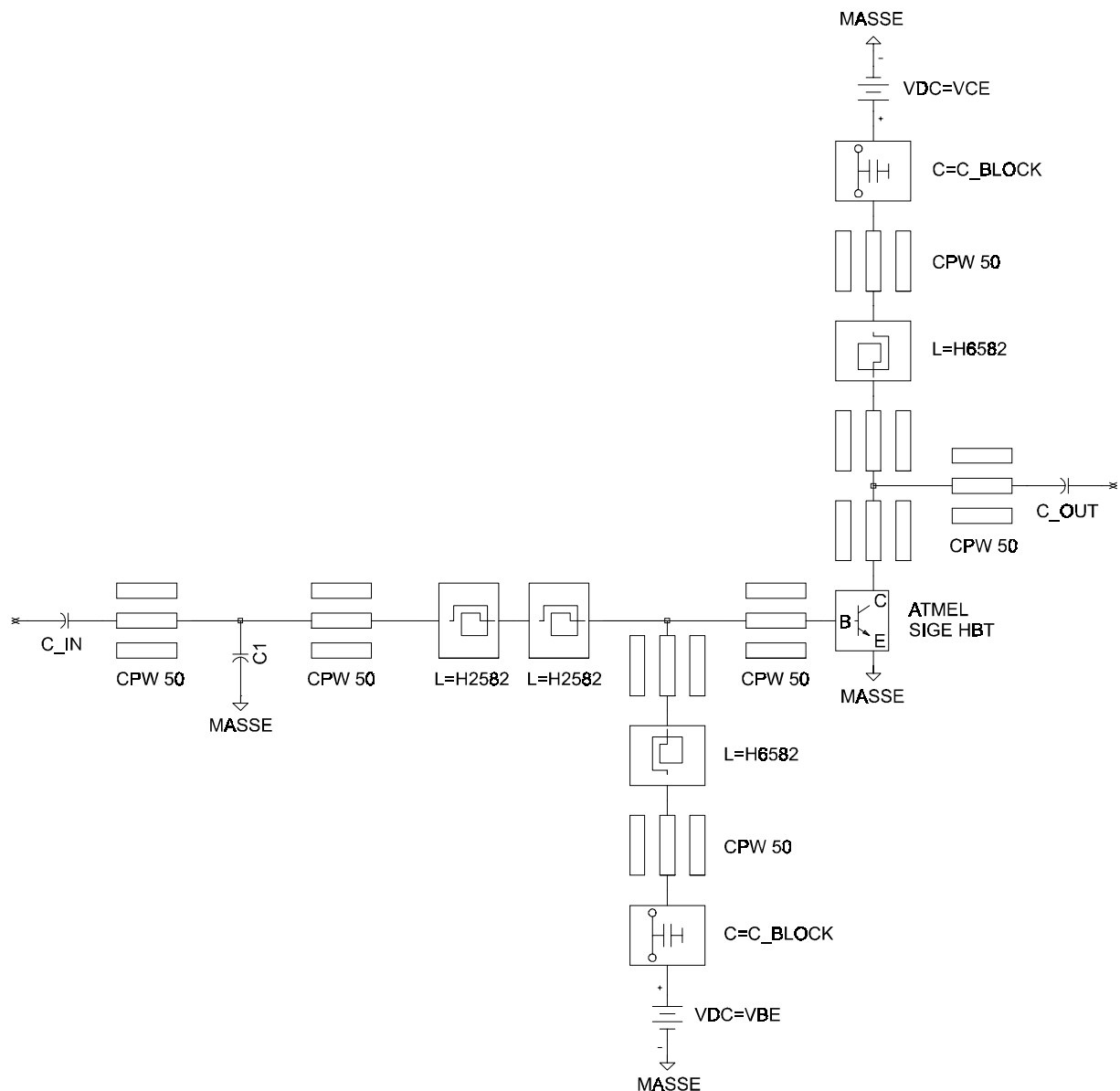


Bild 6-3: Schaltbild 4.5 GHz SiGe MMIC Pufferverstärker (ATMEL-Prozess)

Bedeutung der Symbole:

- ATMEL SIGE HBT – Gummel-Poon Modell mit Parameterextraktion aus DC und S-Paramettermessungen
- H2582, H6582 – Spiralinduktivitäten h-2 und h-4 aus Tabelle 2-3
- C_IN, C1, C_OUT, C_BLOCK – MIM-Kapazitäten gemäß Abschnitt 2.3
- CPW 50 – 50 Ω Koplanarleitung, MDS-CPW-Modell mit Parameterfit auf Modematching-Daten gemäß Abschnitt 2.1.2

Das Chip-Foto der Gesamtschaltung wird in **Bild 6-4** gezeigt. Die Größe der Gesamtschaltung ist 1.1 x 2.0 mm². Angesichts des großen Flächenanteils, den die Blockkondensatoren einnehmen, ist eine flächenoptimierte Version dieses Chips denkbar.

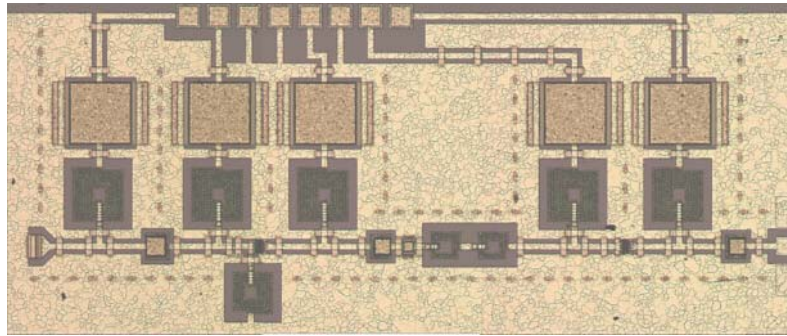


Bild 6-4: Chip-Foto 4.5 GHz MMIC VCO mit integriertem Pufferverstärker, Größe 1.1x2.0 mm²

Die Messung der Abstimmcharakteristik dieser Schaltung ist in **Bild 6-5** gezeigt. Für drei verschiedene Kollektorspannungen am Pufferverstärker ist der Verlauf der Ausgangsleistung und der Oszillationsfrequenz über der Abstimmspannung dargestellt. Bei 3 Volt Kollektorspannung am Pufferverstärker wird eine Ausgangsleistung von 15 dBm bereitgestellt. Die Leistungsabgabe erfolgt nahezu konstant über dem gesamten nutzbaren Abstimbereich.

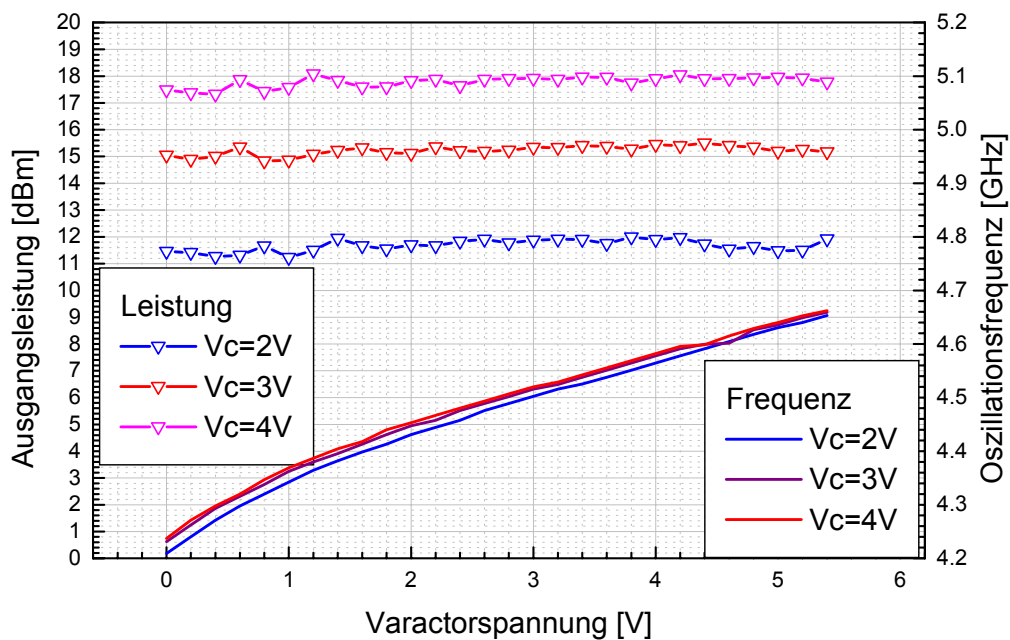


Bild 6-5: Abstimmcharakteristik 4.5 GHz MMIC VCO mit integriertem Pufferverstärker

Bei 4 Volt Kollektorspannung am Pufferverstärker werden 18 dBm erreicht. Die Abstimmbandbreite liegt bei 540 MHz und zeigt eine nahezu konstante Abstimmsteilheit. Insgesamt ist die vorgestellte Schaltung als SiGe MMIC, auf niederohmigem Substrat in einem kommerziell verfügbaren Prozess gefertigt, eine gleichwertige Alternative zu GaAs-Lösungen. Sie hat im Prototyp einer industriellen Sensoranwendung eine GaAs-Vorgängerlösung ersetzt.

6.3 25 GHz SiGe MMIC Oszillator auf LR-Si Substrat (ATMEL-Prozess)

Dieser 25 GHz SiGe MMIC Oszillator [52] [55] wurde, wie der 4.5 GHz VCO, im Rahmen des BMBF-Projektes „Hochintegrierte SiGe SIMMWIC Module“ entwickelt. Das Substratmaterial ist auch hier niederohmiges Siliziumsubstrat. Da schon für den 4.5 GHz VCO eine komplette Modellbibliothek in Form von elektrischen Ersatzschaltungen und Layoutzellen in koplanarer Leitungsumgebung entwickelt wurde (siehe Abschnitt 2) konnte jetzt der Frage nachgegangen werden, inwiefern sich ATMELs SiGe1-Prozess zur Realisierung von MMIC Schaltungen bei deutlich höheren Frequenzen als 4.5 GHz eignet. Zur Auslotung dieser Frequenzgrenzen des Prozesses, die sich aufgrund des niederohmigen Substrates nicht nur mit f_{\max} und f_T charakterisieren lassen, wurde der 25 GHz MMIC Oszillator entwickelt. Dieser Oszillator ist ein Festfrequenz-Reflexionsoszillator. In **Bild 6-6** ist der Aufbau des Oszillators als Schaltbild dargestellt.

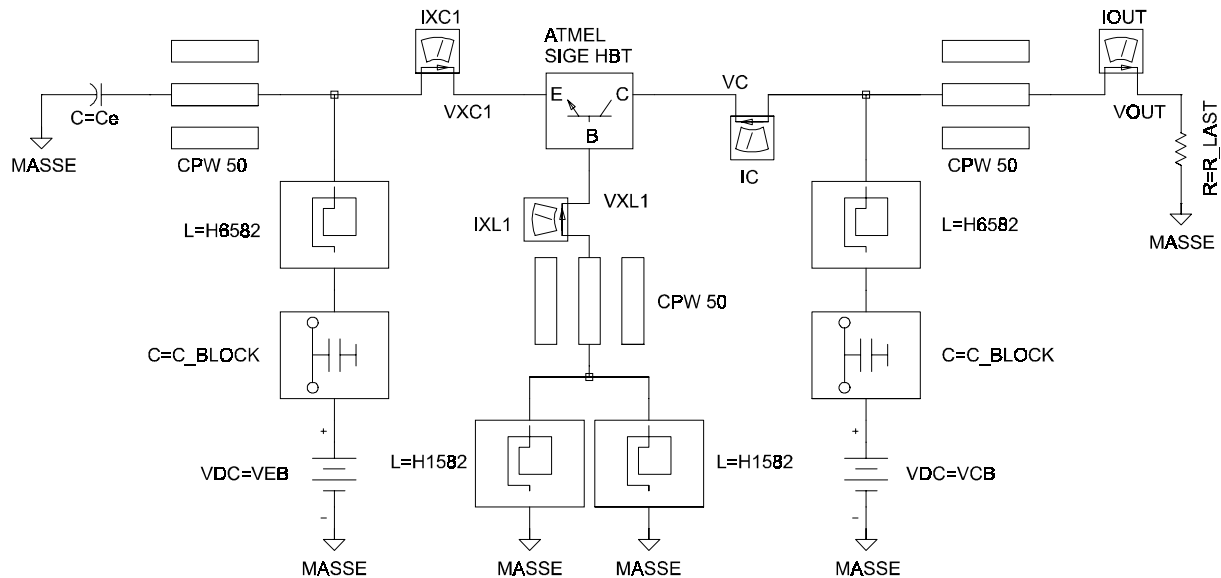


Bild 6-6: Schaltbild 25 GHz SiGe MMIC Oszillator (ATMEL-Prozess)

Bedeutung der Symbole:

- ATMEL SIGE HBT – Gummel-Poon Modell mit Parameterextraktion aus DC, S-Parametermessungen und LF-Rauschmessungen in koplanarer Anschlussumgebung
- H1582, H6582 – Spiralinduktivitäten h-1 und h-4 aus Tabelle 2-3
- Ce, C_BLOCK – MIM-Kapazitäten gemäß Abschnitt 2.3
- CPW 50 – 50 Ω Kopplanarleitung, MDS-CPW-Modell mit Parameterfit auf Modematching-Daten gemäß Abschnitt 2.1.2

Die Basis des HBTs ist über die Parallelschaltung zweier Spiralinduktivitäten mit je 1.5 Windungen auf Masse gelegt. Der Basisanschluss ist damit für die Betriebsfrequenz induktiv beschaltet. Der Emitter des HBT ist kapazitiv abgeschlossen. Die erforderliche kleine Kapazität von $C_e = 70 \text{ fF}$ ist durch die Streukapazität der leerlaufenden Koplanarleitung realisiert. Die Gleichspannungsversorgungsleitungen für den Emitter und den Kollektor des HBT bestehen aus Spiralinduktivitäten mit je 6.5 Windungen und MIM-Blockkondensatoren. Die Spiralinduktivität mit 6.5 Windungen ist dabei nicht als klassischer HF-Choke anzusehen, da sie bei der Betriebsfrequenz nicht mehr Serieninduktivität, sondern schon Parallelkapazität ist. Die Funktion der Schaltung wird hierdurch jedoch nicht beeinträchtigt, da entscheidend ist, dass der Betrag des Scheinwiderstandes bei der Betriebsfrequenz groß ist. Die entstandene Hochfrequenzschwingung wird am Kollektor ausgekoppelt und an 50 Ohm abgegeben. **Bild 6-7** zeigt das Chip-Foto und **Bild 6-8** das gemessene Spektrum des Oszillators.

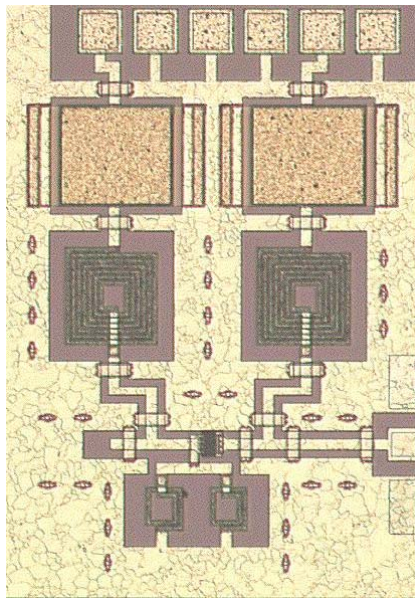


Bild 6-7: Chip-Foto des 25 GHz SiGe MMIC Oszillators, Größe $0.75 \times 1.1 \text{ mm}^2$

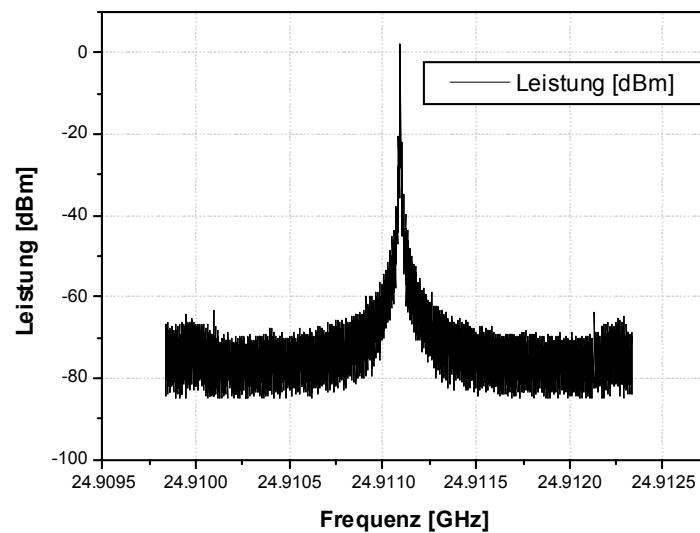


Bild 6-8: Leistungsspektrum des 25 GHz SiGe MMIC Oszillators
(Resolution-Bandbreite 1 kHz, Video-Bandbreite 300 Hz,
Arbeitspunkt: $V_C = 3\text{V}$, $I_C = 30\text{mA}$, $V_E = -1\text{V}$,
Leistung 4.2 dBm, Frequenz 24.91 GHz)

Der Aufbau des Oszillators aus konzentrierten Elementen erscheint zunächst als unüblich, da im Frequenzbereich um 25 GHz bei monolithisch integrierten Schaltungen auf GaAs zumeist verteilte Elemente, d.h. Leitungsresonatoren, verwendet werden. Dies wäre hier angesichts der Größe der Strukturen auch vertretbar, aber aufgrund der geringen Güten der Koplanarleitungen auf dem niederohmigen Substrat werden Spiralinduktivitäten verwendet, die eine höhere Güte haben (siehe Abschnitt 2.2.3).

Phasenrausch-Berechnung

Zur Berechnung des Phasenrauschens mit der HB-LTI-Methode (siehe Abschnitt 5) wurde zuerst das niederfrequente Rauschen des verwendeten HBT charakterisiert. Einzelheiten zur verwendeten Messmethode finden sich in [9].

Anschließend wurde das LF Rauschen gemäß Abschnitt 2.5.3 modelliert. **Bild 6-9** zeigt die gemessenen LF-Rauschstromdichten im Vergleich zur Modellierung für verschiedene Kollektorströme.

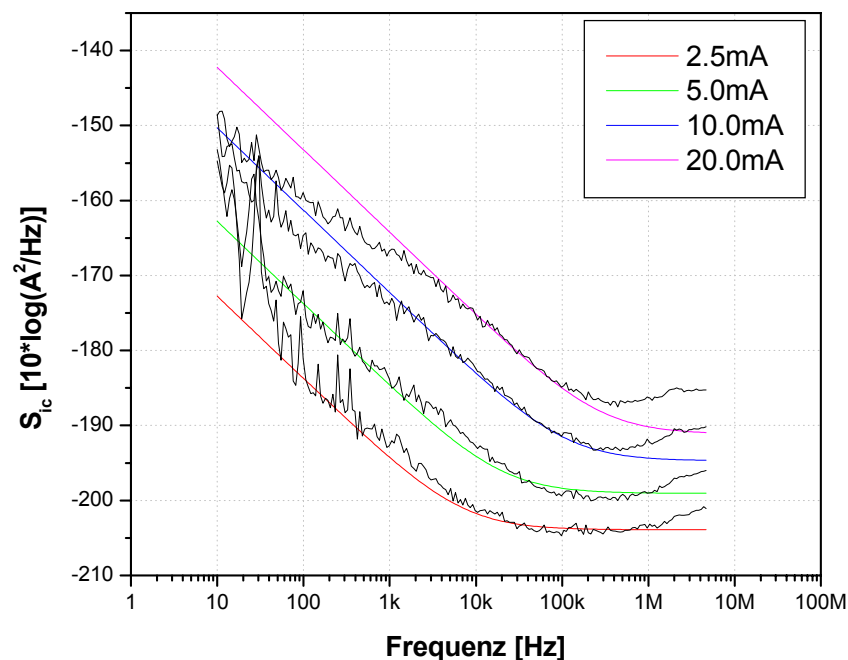


Bild 6-9: Rauschstromdichten des verwendeten 3 Finger HBTs (ATMEL SIGE HBT)
Vergleich von LF-Rauschmessung und Einquellenmodell für verschiedene Kollektorgleichströme bei 10 Ohm Eingangswiderstand. Die Rauschstromdichte steigt bei fester Frequenz mit wachsendem Kollektorstrom an.

Mit den extrahierten Rauschquellenparametern kann jetzt, wie in Abschnitt 5 beschrieben, das Phasenrauschen der Schaltung beschrieben werden. Hierzu wird das Ergebnis der HB-LTI-Methode mit dem Ergebnis einer weiteren Methode verglichen. Die zweite Methode ist die Standard-Phasenrauschberechnung von MDS. Diese Berechnung greift auf LF-Rauschparameter zurück, die innerhalb der einkompilierten Transistormodelle spezifiziert werden können. Im Fall des einkompilierten Gummel-Poon Modells erfolgt die LF-Rauschbeschreibung mit dem in Abschnitt 2.5.3 vorgestellten Modell, d.h. mit einer Rauschstromquelle. Zur Erinnerung: Das LF-Rauschen des HBT wird zur Phasenrausch-Berechnung mit der HB-LTI-Methode mit dem gleichen LF-Rausch-Modell beschrieben.

Bild 6-10 zeigt das gemessene Phasenrauschen im Vergleich mit MDS-Simulation und HB-LTI-Methode.

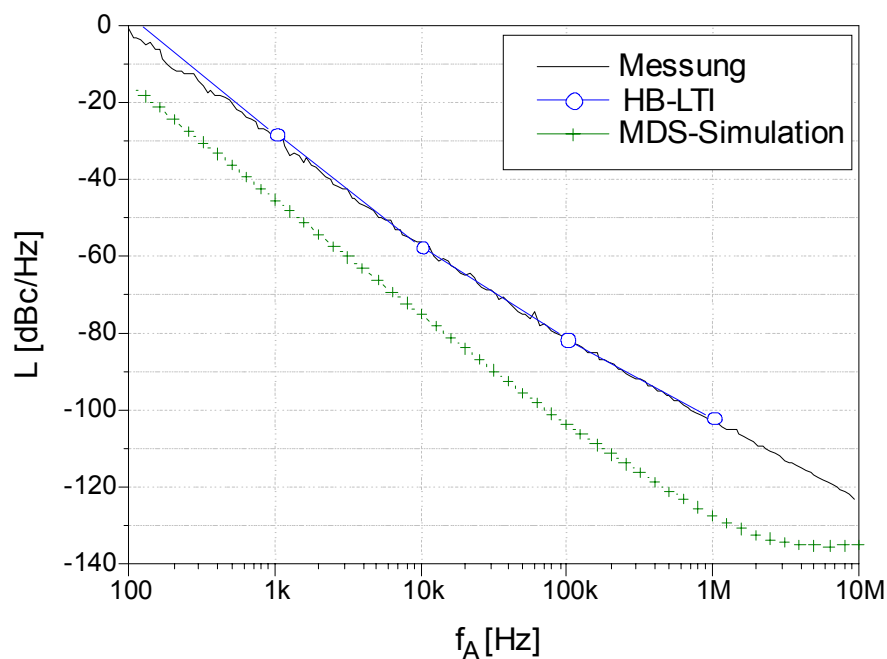


Bild 6-10: ESB-Phasenrauschen des 25 GHz SiGe MMIC Oszillators als Funktion der Ablagefrequenz: Vergleich von Messung zu HB-LTI-Methode und MDS-Simulation

Man erkennt eine sehr gute Übereinstimmung zwischen dem mit der HB-LTI-Methode simulierten Phasenrauschen und der gemessenen Kurve. Das mit dem kommerziellen

Simulator MDS berechnete Phasenrauschen liegt hingegen über dem gesamten Frequenzverlauf um mindestens 10 dB zu tief.

Die Frequenzabhängigkeit der Messkurve wird durch die MDS-Simulation, trotz deutlich zu geringem Betrag, noch bis ca. 20 kHz gut beschrieben, für größere Ablagefrequenzen ist dann auch die Frequenzabhängigkeit falsch.

6.4 19 GHz InGaP/GaAs MMIC Oszillator (FBH-Prozess)

Mit den SiGe-Oszillatorschaltungen wurden Phasenrauschwerte erzielt, die für integrierte Oszillatoren hervorragend sind. Die Ausgangsleistung des im Abschnitt 6.3 vorgestellten 25 GHz SiGe MMIC Oszillators setzte (Stand 2001) den internationalen Rekordwert bei dieser Frequenz auf niederohmigem Siliziumsubstrat. Es gibt jedoch Anwendungen, die noch höhere Leistungspegel benötigen.

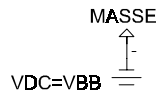
Es wird nun im Folgenden untersucht, inwieweit mit einer klassischen Mikrowellentechnologie, d.h. GaAs-Substrat, Goldmetallisierung etc. (siehe Abschnitt 6.1.4 für eine Technologiebeschreibung), Verbesserungen der Oszillatoreigenschaften erreicht werden können. Im Fokus stehen dabei Phasenrauschen und Ausgangsleistung.

Hierzu wurde ein monolithischer 19 GHz Oszillator [56] [59] entwickelt, dessen Aufbau den integrierten SiGe-Oszillatoren ähnelt, um Vergleiche zu ermöglichen.

Der Oszillator ist ein Reflexionsoszillator. Die Topologie ist hier eine Mischung aus konzentrierten und verteilten Elementen. Ausschlaggebend hierfür sind zum einen die erzielbaren Güten der einzelnen Elemente und zum anderen die noch tolerierbare Chipgröße.

Die 50 Ω -Koplanarleitung ($w = 20\mu\text{m}$, $s = 15\mu\text{m}$) erreicht bei 19 GHz eine Güte von 20, während die Spiralinduktivität mit 1.5 Windungen eine Güte von 25 erzielt. Dieser Unterschied ist eher marginal, angesichts einer möglichen Verbesserung des Phasenrauschens um 6 dB bei einer Erhöhung der belasteten Güte der Schaltung um den Faktor zwei, gemäß der Abschätzung mittels Leeson-Formel (siehe Abschnitt 4.2.1).

Entscheidender ist ein Gewinn an Chipfläche durch die Verwendung der Spiralinduktivität, da mit ihr eine zu erreichende Phasendrehung auf kleinerem Raum erzielbar ist als mit der Koplanarleitung. **Bild 6-11** zeigt das Schaltbild des Oszillators.



Bedeutung der Symbole:

- 105

Man erkennt eine Emitterschaltung bezüglich der Arbeitspunkteinstellung. Die reaktive Anpassung ist induktiv am Emitter und kapazitiv an der Basis des HBT. Der HBT selbst hat einen Emitterfinger mit einer Fläche von $90\text{ }\mu\text{m}^2$ bei einer Weite von $3\text{ }\mu\text{m}$. Dieser Transistor wurde ausgewählt, um zur Realisierung der Schaltung die höchste Verstärkungsreserve bei der Betriebsfrequenz zu haben. Die Ausgangsanpassung vom Kollektor auf die $50\text{ }\Omega$ Last verwendet eine leerlaufende Koplanarleitung, die mittels einer Spiralinduktivität verkürzt wird. Die Schaltung verwendet nur einen einzigen HBT. **Bild 6-12** zeigt ein Chip-Foto des 19 GHz InGaP/GaAs MMIC Oszillators.

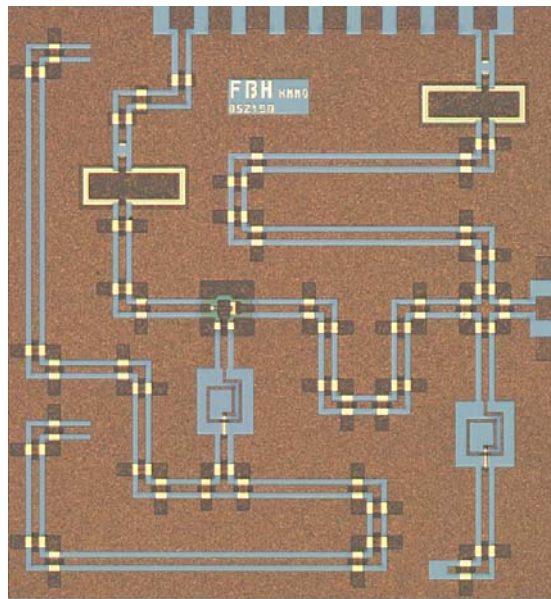


Bild 6-12: Chip-Foto des 19 GHz InGaP/GaAs MMIC Oszillators; Größe: $1.5 \times 1.6\text{ mm}^2$

Die gemessene Ausgangsleistung dieses Oszillators beträgt 6 dBm bei 3 V Kollektorspannung und 30 mA Kollektorstrom.

Phasenrausch-Berechnung

Ebenso wie beim 25 GHz SiGe MMIC Oszillator wurde zur Berechnung des Phasenrauschs auch hier zuerst der verwendete HBT bezüglich des LF-Rauschens charakterisiert. **Bild 6-13** zeigt modellierte und gemessene LF-Rauschkurven, vgl. Abschnitt 2.5.3, bei verschiedenen Kollektorströmen.

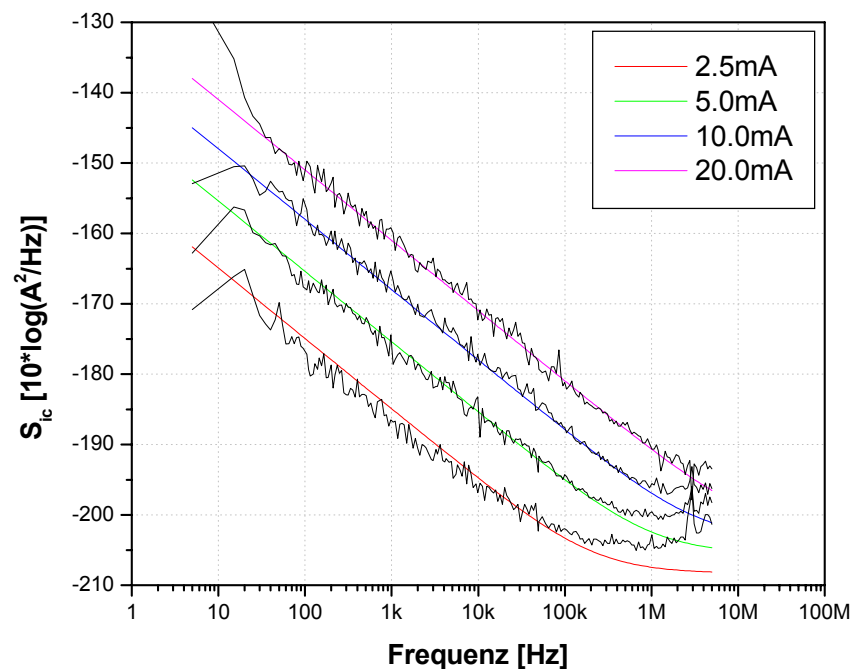


Bild 6-13: FBH-InGaP/GaAs 1 Finger-HBT ($A_E = 90 \mu\text{m}^2$)

Vergleich von LF-Rauschmessung und Einquellenmodell für verschiedene Kollektorgleichströme bei 10 Ohm Eingangswiderstand. Die Rauschstromdichte steigt bei fester Frequenz mit wachsendem Kollektorstrom an.

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Phasenrauschberechnungen für die MDS-Simulation und die HB-LTI-Methode verglichen. Bei der MDS-Simulation werden zwei Ergebnisse gezeigt, die mit verschiedenen LF-Rauschparametersätzen berechnet wurden. Die erste Simulation beruht auf den Ergebnissen der LF-Rauschmodellierung bei Messung mit 10 k Ω Eingangswiderstand („MDS-Simulation 1“, vgl. **Bild 6-14**), die zweite auf denen bei 10 Ω Eingangswiderstand („MDS-Simulation 2“, vgl. **Bild 6-15**).

Die MDS-Simulation 1 liegt im gesamten Frequenzbereich 20 dB unterhalb der Meßkurve, die MDS-Simulation 2 hingegen liefert für Ablagefrequenzen bis ca. 400 kHz eine gute Übereinstimmung mit der Meßkurve. Dies legt den Schluß nahe, dass der HBT in der Oszillatorschaltung ein niederfrequentes Rauschen produziert, dass dem Betriebsfall der 10 Ω Quellenwiderstandsrauschmessung entspricht.

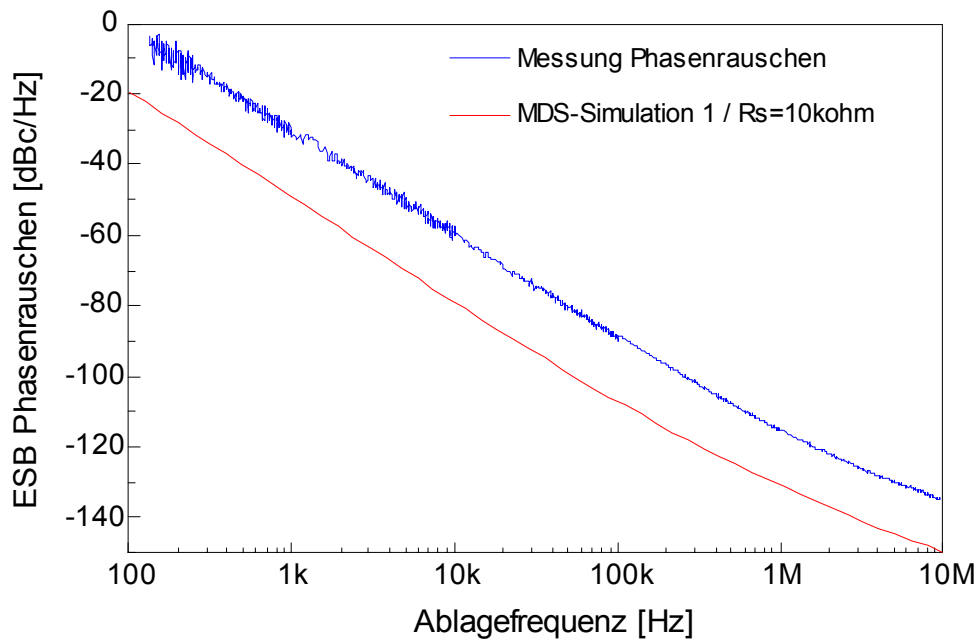


Bild 6-14: 19 GHz InGaP/GaAs MMIC Oszillator;
Vergleich von gemessenem Einseitenbandphasenrauschen mit der MDS-Simulation für den Fall Quellenwiderstand = 10 kOhm (MDS-Simulation 1)

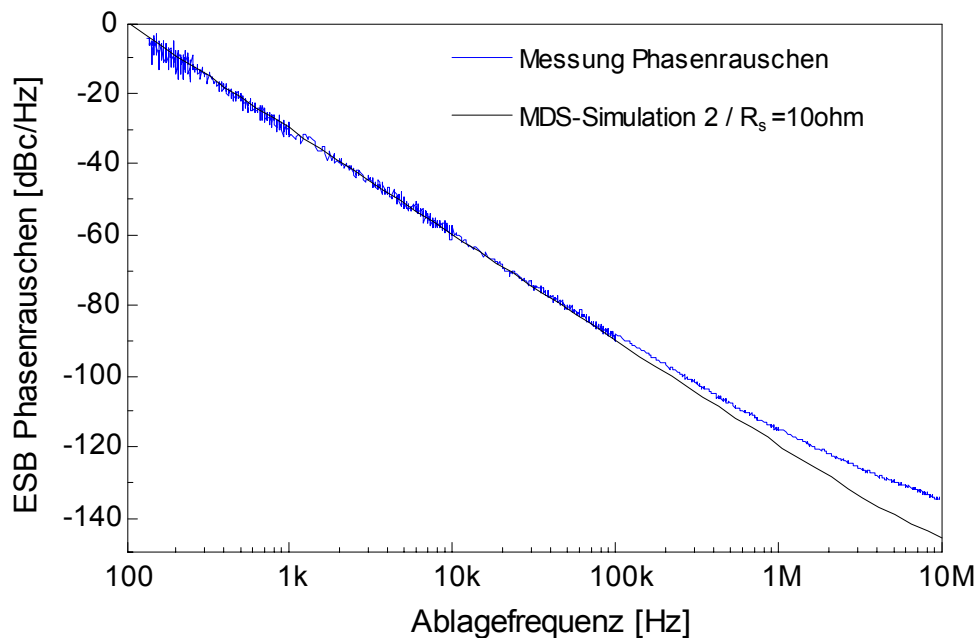


Bild 6-15: 19 GHz InGaP/GaAs MMIC Oszillator;
Vergleich von gemessenem Einseitenbandphasenrauschen mit der MDS-Simulation für den Fall Quellenwiderstand = 10 Ohm (MDS-Simulation 2)

Zur Berechnung des Phasenrauschens mit der HB-LTI-Methode wurden die Parameter aus der LF-Rauschmessung mit $10\ \Omega$ Eingangswiderstand verwendet. **Bild 6-16** zeigt das Ergebnis der Phasenrausch-Berechnung nach der HB-LTI-Methode im Vergleich mit zwei Messkurven.

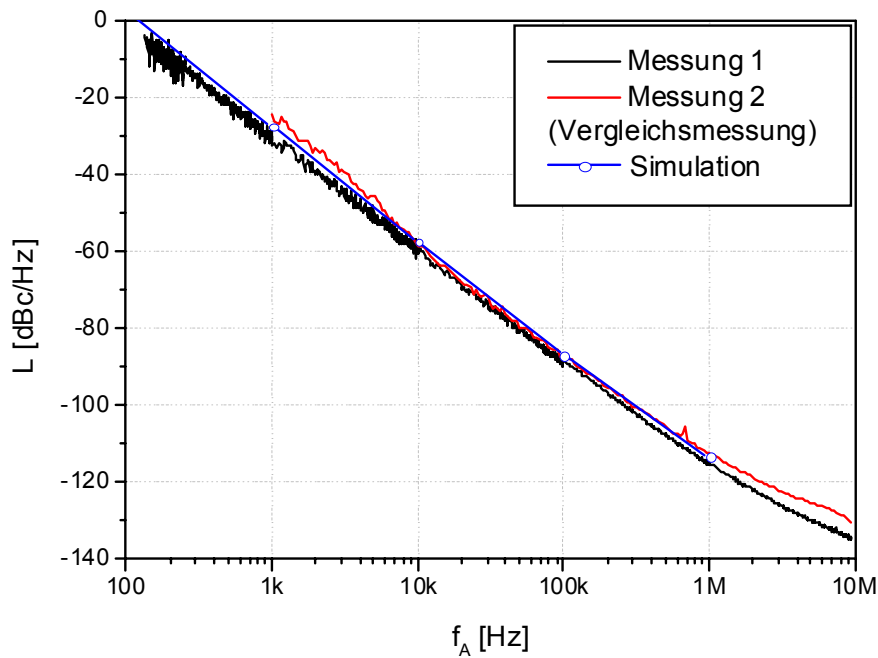


Bild 6-16: Phasenrauschen des 19 GHz InGaP/GaAs MMIC Oszillator;
Vergleich von zwei Messungen und der Simulation nach der HB-LTI-Methode

Man erkennt in **Bild 6-16** die gute Übereinstimmung der HB-LTI-Simulation mit den Messungen auch oberhalb von 400 kHz, wo die MDS-Simulation 2, vgl. **Bild 6-15**, eine deutlich zunehmende Abweichung zeigt.

Insgesamt ist der gemessene Phasenrauschbestwert von -92 dBc/Hz bei 100 kHz Ablage ein sehr guter Wert und zeigt, dass mit SiGe HBT MMICs erreichte Phasenrauschwerte auch mit InGaP/GaAs HBT MMICs erreichbar sind, obwohl deren LF-Rauschen höher ist.

6.5 19 GHz SiGe MMIC VCO auf LR-Si Substrat (IBM BICMOS 5HP-Prozess)

Dieser MMIC VCO [58] [60] wurde vom Autor während eines Projektes mit der Firma Bosch entworfen. Im Fokus dieses Projektes steht die Machbarkeit von phasenrauscharmen MMIC Oszillatoren mit der IBM 5HP Technologie.

Der vorgestellte VCO stellt das Ergebnis des ersten Technologiedurchlaufs dar. Aufgrund deshalb fehlender eigener Datenbasis wurde zur Modellierung der Bauelemente auf IBM-Modelle zurückgegriffen. Prinzipiell kann, bei eigener Datenbasis, zur Modellierung wie in Abschnitt 2 beschrieben vorgegangen werden.

Im Einzelnen wurde die Koplanarleitung mit einer EM-Simulation (Mode-Matching-Methode [3]) auf geringe Dämpfung dimensioniert und mit einem eigenen Modell in die Schaltungssimulation übernommen. Zur Modellierung der MIM-Kapazitäten, der Spiralinduktivitäten und der Varaktordiode wurden IBM-Modelle verwendet. Der HBT wurde mit einem VBIC-Modell mit Parametersatz von IBM beschrieben.

Bild 6-17 zeigt das Schaltbild des VCOs. Der VCO ist ein Reflexionsoszillator. Man erkennt den HBT in Emitterschaltung bezüglich der Arbeitspunkteinstellung. Anders als z.B. bei den VCOs aus den Abschnitten 6.2 und 6.6 ist hier der Emitter für das Mikrowellensignal induktiv abgeschlossen. Die Varaktordiode, die aus einer Parallelschaltung von HBT-Basis-Kollektor-Übergängen besteht, ist kapazitiv an die Basis gekoppelt und macht die effektive Kapazität, mit der die Basis abgeschlossen ist, veränderlich. Das führt zur Durchstimmbarkeit.

Die Transformationsschaltung am Kollektoranschluss passt den Transistor auf die $50\ \Omega$ Last an. In **Bild 6-18** ist ein Chip-Foto des VCO gezeigt.

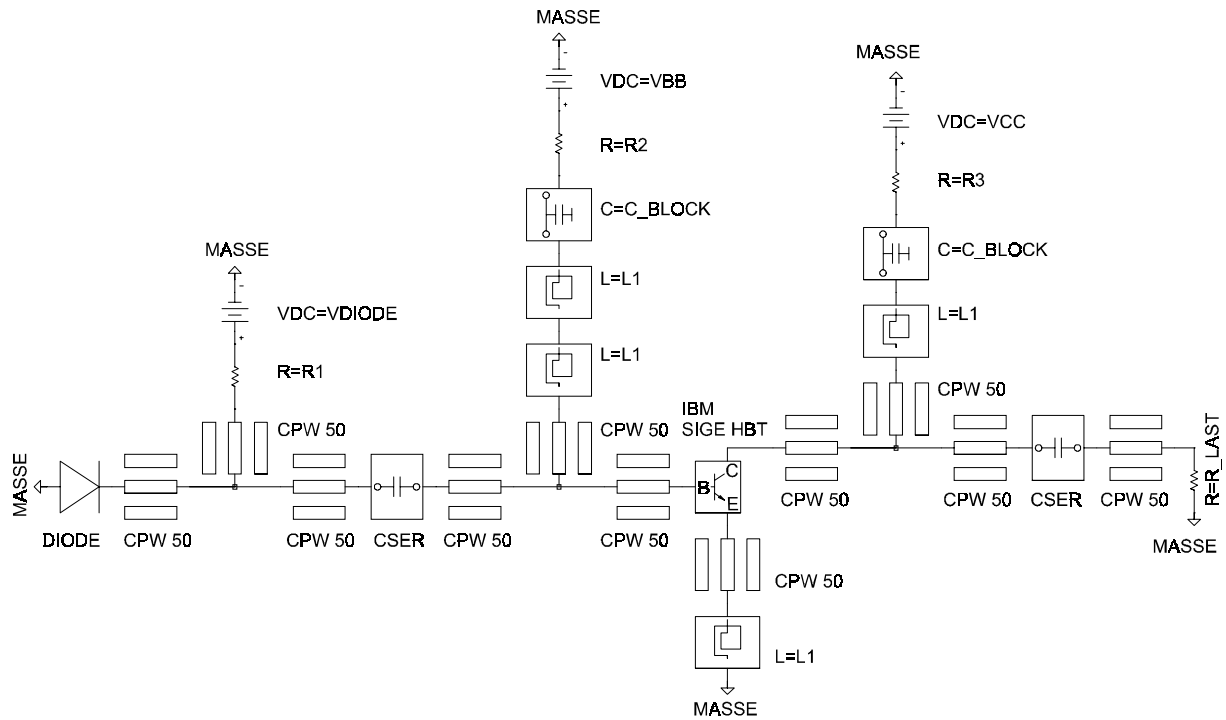


Bild 6-17: Schaltbild 19 GHz SiGe MMIC VCO (IBM 5HP-Prozess)

Bedeutung der Symbole:

- IBM SIGE HBT – VBIC-Modell mit Parametersatz von IBM
- C_BLOCK, CSER – MIM-Kapazitäten
- L1 – Spiralinduktivität mit 1.5 Windungen
- CPW 50 - 50 Ω Koplanarleitung für den IBM 5HP-Prozess, Parameter gemäß [3]
- R1, R2, R3 – Halbleiterwiderstände zum Einstellen der Versorgungsspannungen
- DIODE – Varaktordiode mit Modellbeschreibung von IBM

Die Abstimmung des VCOs erfolgt weitgehend konstant, wie **Bild 6-19** zu entnehmen ist. So variiert die Ausgangsleistung über dem gesamten Abstimmbereich von 700 MHz, oder 3.6%, nur innerhalb von einem dB. Der gesamte Abstimmbereich wird von 0 bis 6 Volt angesteuert. Der absolute Leistungspegel liegt zwischen 0 dBm bis 1 dBm.

Mit dieser VCO-Schaltung werden Phasenrauschwerte von -86 dBc/Hz bei 100 kHz Ablage erreicht.

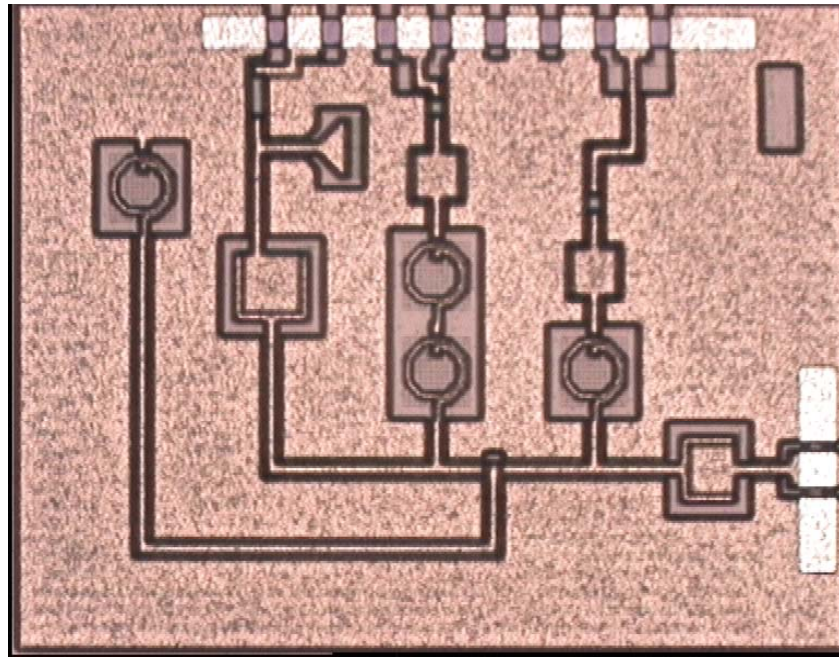


Bild 6-18: Chip-Foto 19 GHz SiGe MMIC Oszillator (IBM 5HP); Größe: 1.15x1.5 mm²

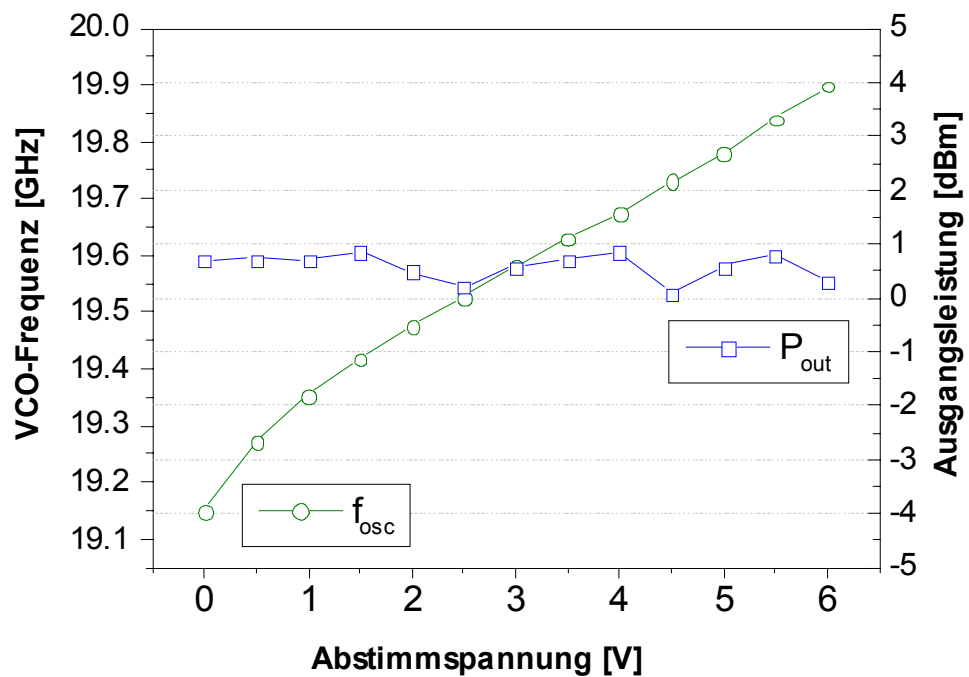


Bild 6-19: Messung der Abstimmbandbreite und der Ausgangsleistung über der Varaktorspannung beim 19 GHz SiGe MMIC VCO

6.6 27 GHz SiGe MMIC VCO auf HR-Si Substrat (DaimlerChrysler-Prozess)

Diese VCO-Schaltung [57] wurde mit einem SiGe-MMIC-Prozess hergestellt, der hochohmiges Siliziumsubstrat sowie eine Goldmetallisierung verwendet (siehe Abschnitt 6.1.3). Hierdurch werden im passiven Schaltungsteil geringere ohmsche Verluste, im Vergleich zu LR-Si Substraten, erzielt.

Der SiGe-HBT in der Schaltung hat sechs Emitterfinger, die in zwei Gruppen von je drei Fingern angeordnet sind. Im vorliegenden Schaltungslayout sind alle Finger mit einer zusätzlichen Luftbrücke verbunden, somit braucht der Emitter nur von einer Seite kontaktiert zu werden. Außerdem wird dadurch thermischen Effekten durch eine ungleichmäßige Stromverteilung auf den Fingern vorgebeugt und insgesamt die Wärmeabfuhr verbessert.

Aufgrund der geringen Dämpfung kann die Schaltung mit Koplanarleitungen realisiert werden, Spiralinduktivitäten sind weder im Mikrowellen- noch im DC-Pfad notwendig. Zur Modellierung der Koplanarleitungen, der Koplanardiskontinuitäten und des MIM-Kondensators, sowie des 6 Finger HBTs konnte auf Untersuchungen am FBH zurückgegriffen werden [40] [41] [42] [43]. Die Varaktordiode wurde analog zu Abschnitt 2.4 modelliert. **Bild 6-20** zeigt das Schaltbild des VCOs.

Der HBT ist in Basis-Schaltung angeordnet. Durch eine kurze Koplanarleitung wird die Basis für das Mikrowellensignal induktiv abgeschlossen. Der gemeinsame Emitteranschluss (siehe oben) ist kapazitiv beschaltet. Die Varaktordiode am Emitter bewirkt durch ihre Kapazitätsvariation eine Änderung der effektiven Leitungslänge der Emitterleitung und stimmt damit den Oszillator durch.

Bild 6-21 zeigt die Abstimmbandbreite und die Ausgangsleistung dieser Schaltung. Die Maximalleistung von 12.5 dBm wird bei 26.7 GHz erreicht. Der Abstimmbereich der Schaltung wird mit einer Varaktorspannung von 0 bis 2 Volt gut ausgesteuert. Von 0 bis 2 Volt beträgt der Abstimmbereich 1.28 GHz mit einer Steilheit von mindestens 430 MHz/V. In **Bild 6-22** wird das Chip-Foto gezeigt.

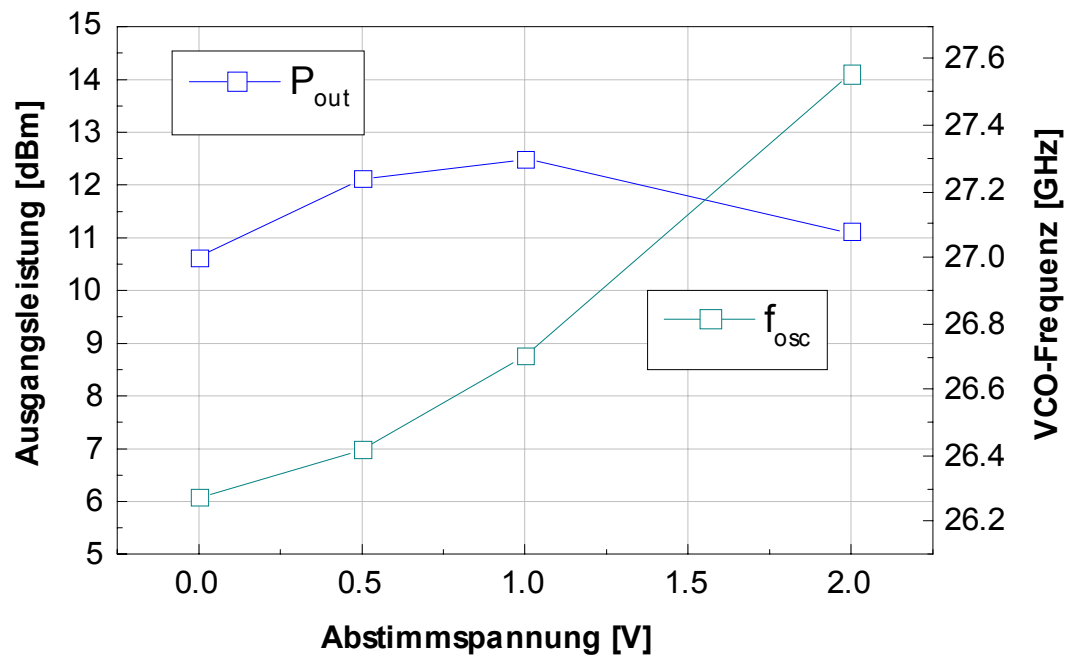


Bild 6-21: Messung der Abstimmbandbreite und der Ausgangsleistung über der Varaktorspannung beim 27 GHz SiGe MMIC VCO

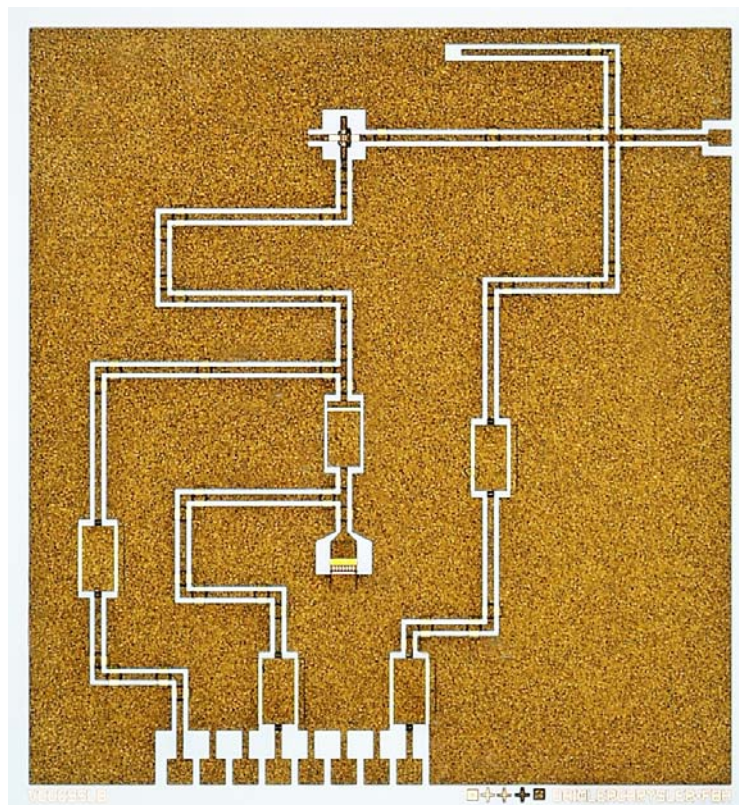


Bild 6-22: Chip-Foto des 27 GHz SiGe MMIC VCO

6.7 2.6 GHz GaAs MMIC differentieller VCO (Infineon-Prozess)

Für einige Anwendungen, z.B. um ECL-Logikschaltungen zu treiben, reicht es nicht aus, nur ein Oszillatorsignal bereitzustellen, sondern es müssen der Schaltung gleichzeitig zwei Oszillatorsignale entnommen werden können, die im idealen Fall bei gleicher Leistung und Frequenz gegenphasig schwingen. Einen Oszillator in dieser Konfiguration bezeichnet man als differentiellen Oszillator.

Ein differentieller Verstärker besteht immer mindestens aus zwei möglichst identischen Transistoren, die gleichstromgekoppelt sind. Beide Transistoren müssen sich im gleichen Arbeitspunkt befinden und die gleichen reaktiven An- und Abschlüsse haben, damit sie die gleiche Leistung abgeben. Werden die beiden Eingänge eines differentiellen Verstärkers mit einem differentiellen Signal angesteuert, so ist das Ausgangssignal dann auch differentiell. Die beiden Transistoren des Verstärkers arbeiten im Gegentakt.

Bei einem differentiellen Oszillator muss durch schaltungstechnische Maßnahmen sichergestellt sein, dass der Gegentaktfall angeregt wird. **Bild 6-23** zeigt das Schaltbild des differentiellen VCOs. Man erkennt, dass die Transistoren T2 und T3 am Emitter gleichstromgekoppelt sind. Desweiteren ist der Kollektor von T2 auf die Basis von T3 und der Kollektor von T3 auf die Basis von T2 wechselstromrückgekoppelt. Am gemeinsamen Emitter von T2 und T3 ist eine Stromquelle angeschlossen, die durch die Transistoren T5 und T6 gebildet wird. Der Transistor T6 führt dabei den doppelten Kollektorstrom der Transistoren T2 und T3. Die differentiellen Oszillatorsignale werden an den Kollektoranschlüssen von T2 und T3 über die Kapazitäten C1 ausgekoppelt. Die Lastentkopplung des Oszillatorkerns erfolgt über die Transistoren T1 und T4. Das verstärkte differentielle Oszillatorsignal wird an den Emitteranschlüssen von T1 und T4 ausgekoppelt. Die beiden Spiralinduktivitäten L1 bilden zusammen mit dem Blockkondensator ein on-chip Bias-T.

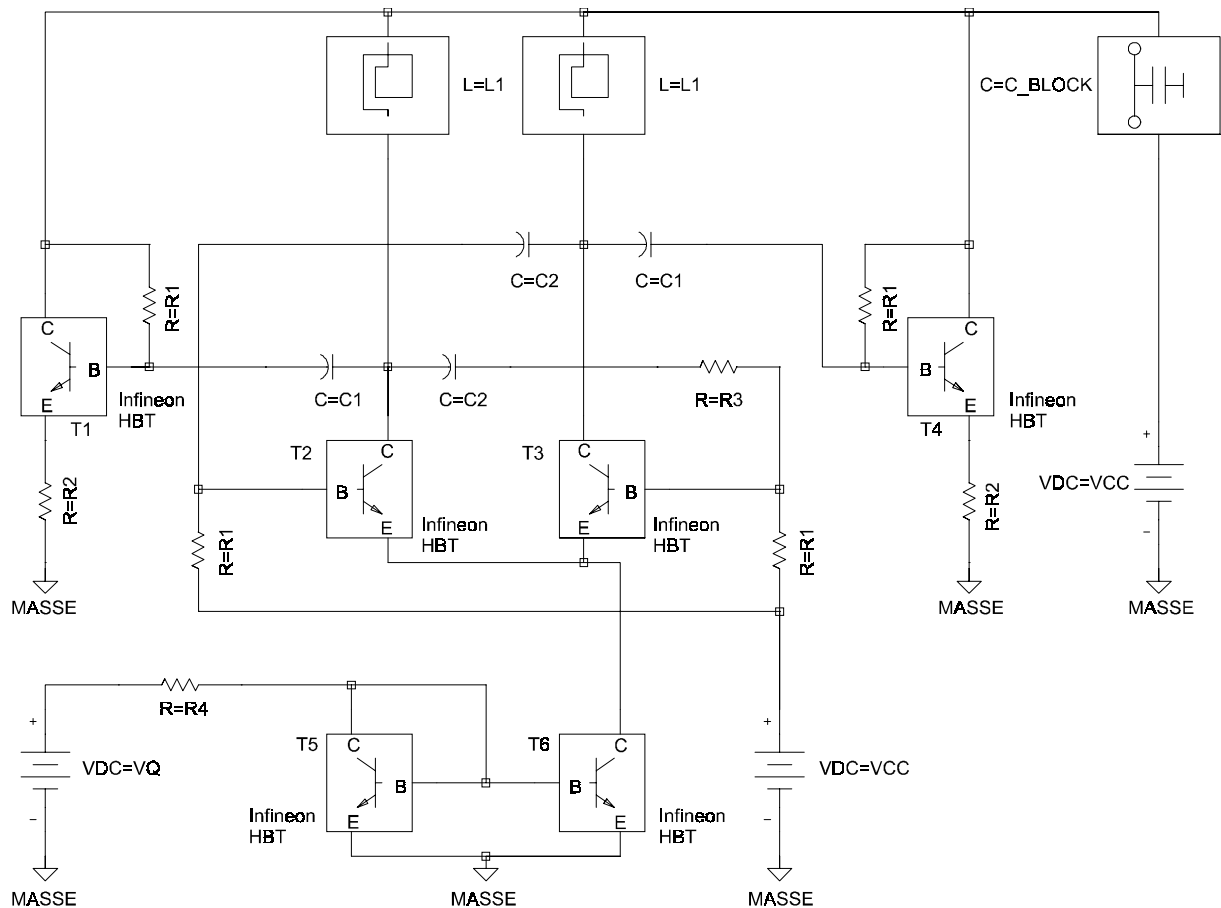


Bild 6-23: Schaltbild 2.6 GHz differentieller VCO auf Infineon GaAs-HBT Prozess.

Bedeutung der Symbole:

- Infineon HBT – Gummel-Poon Modell, bestimmt aus DC und S-Parameter-messungen
- L1 – Spiralinduktivität mit 4.5 Windungen
- C_BLOCK, C1, C2 – MIM-Kapazitäten
- R1, R2, R3 – Halbleiterwiderstände zum Einstellen der Versorgungsspannungen

Die Frequenzabstimmung des Oszillators erfolgt durch Änderung des eingespeisten Stromes. Dieser Strom läßt sich mit der außen an die Konstantstromquelle angelegten Spannung steuern. **Bild 6-24** zeigt die gemessene IV-Kennlinie der Stromquelle mit einem sehr guten linearen Verhalten.

Eine Änderung des Stromes führt zu einer Arbeitspunktänderung der Transistoren T2 und T3, die dann auf einer anderen Frequenz schwingen. Diese Arbeitspunktänderung führt natürlich auch zu einer Änderung der Schwingungsamplitude bei den Transistoren T2 und T3, was

nicht erwünscht ist. Diesem Verhalten wird mit den Transistoren T1 und T4 entgegengewirkt. Da die äußere Versorgungsspannung V_{CC} konstant gehalten wird, fließt am gemeinsamen Knoten von T1 und T2 mehr Strom in den Kollektor von T1, wenn, durch die Konstantstromquelle gesteuert, weniger Kollektorstrom durch T2 fließt. Eine kleiner werdende Schwingungsamplitude am Transistor T2 wird also vom Transistor T1 mehr verstärkt, eine größer werdende weniger.

In einem weiten Abstimmbereich, um den Bereich des gleichen Arbeitspunktes von T1, T2, T3 und T4 herum, funktioniert dieses Vorgehen recht gut, wie **Bild 6-25** zu entnehmen ist. Die Ausgangsleistung wird über einem weiten Abstimmbereich konstant gehalten. In **Bild 6-26** wird ein Chip-Foto des VCOs gezeigt.

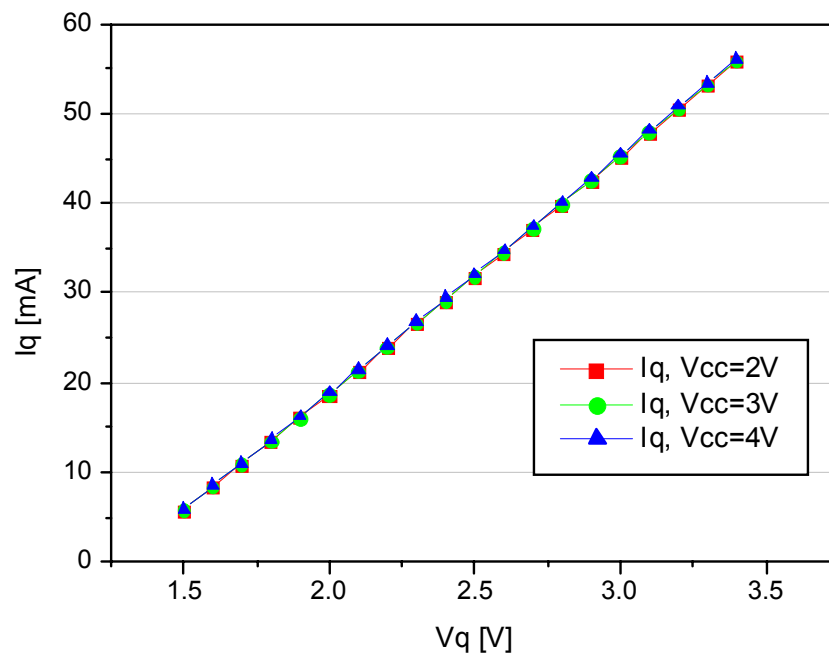


Bild 6-24: Messung der IV-Kennlinie der Stromquelle; Parameter ist die äußere Versorgungsspannung V_{CC} . Die Stromquelle wird durch die Transistoren T5 und T6 gebildet, vgl. **Bild 6-23**.

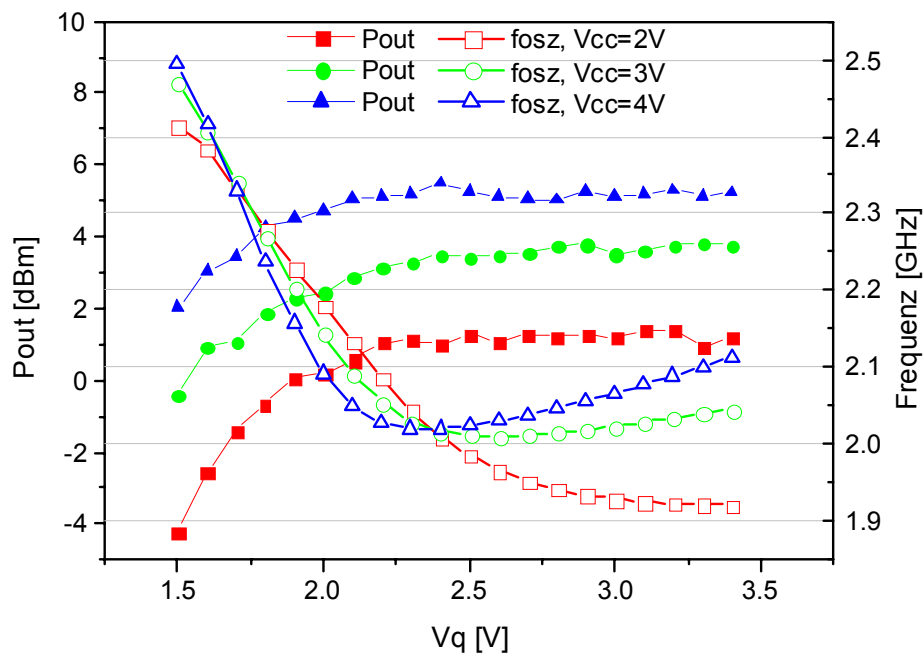


Bild 6-25: Abstimmkennlinien des differentiellen 2.6 GHz VCO; Parameter ist die äußere Versorgungsspannung VCC, vgl. **Bild 6-23**.

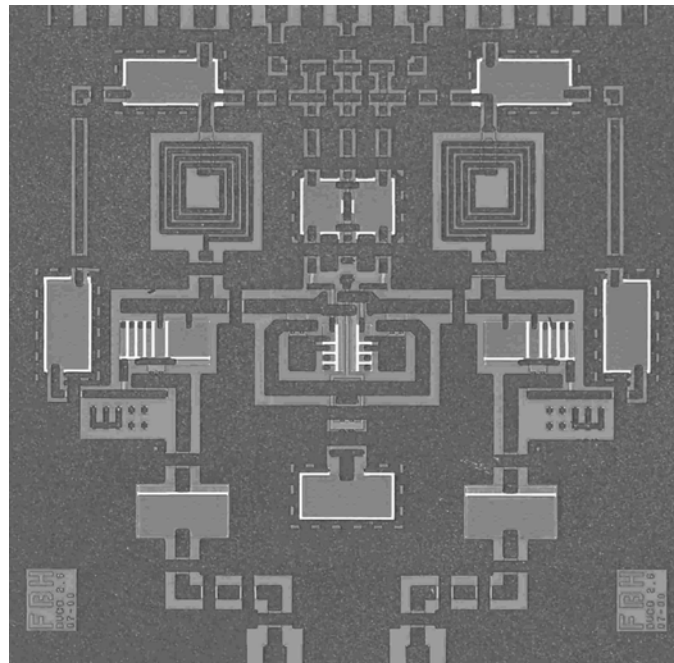


Bild 6-26: Chip-Foto des differentiellen 2.6 GHz VCO auf Infineon GaAs-HBT Prozess

6.8 Zusammenfassung der Ergebnisse zum Schaltungs- entwurf

Tabelle 6-2 fasst die Messergebnisse zu den Oszillatorschaltungen zusammen.

(Typ)	Leistung	Bestwert des Phasenrauschens bei 100 kHz Ablage	Abstimmbandbreite
4.5 GHz VCO ATMEL (LR-Si/SiGe) vgl. Abschnitt 6.2	15 dBm (max 18 dBm)	(-)	12% bzw. 540 MHz
25 GHz ATMEL (LR-Si/SiGe) vgl. Abschnitt 6.3	4.2 dBm	-82 dBc	Festfrequenztyp
19 GHz FBH (GaAs) vgl. Abschnitt 6.4	6 dBm	-90 dBc	Festfrequenztyp
19 GHz VCO IBM (LR-Si/SiGe) vgl. Abschnitt 6.5	0.5 dBm	-86 dBc	3.6% bzw. 700 MHz
27 GHz VCO Daimler (HR-Si/SiGe) vgl. Abschnitt 6.6	12.5 dBm	(-)	4.7% bzw. 1.28 GHz
2.6 GHz VCO Infineon (GaAs) vgl. Abschnitt 6.7	3 dBm	(-)	7.7% bzw. 200 MHz

Tabelle 6-2: Messergebnisse zum Schaltungsentwurf. „(-)“ bedeutet: ohne Messung

Es werden mit dem 4.5 GHz SiGe VCO auf niederohmigem Si-Substrat bei 3 Volt Kollektorspannung, vgl. Abschnitt 6.2, Leistungen von maximal 18 dBm erreicht. Dies macht Anwendungen als mid-power Lokaloszillator möglich.

Mit dem 25 GHz SiGe Oszillator, vgl. Abschnitt 6.3, wird eine Leistung von 4.2 dBm erreicht. Dies markierte den Rekord in Bezug auf die Leistung bei Oszillatoren auf LR-Silizium (Stand 2001).

Der 19 GHz SiGe VCO auf LR-Silizium, vgl. Abschnitt 6.5, erreicht nur 0.5 dBm Ausgangsleistung, aber liegt mit einem Phasenrauschwert von -86 dBc bei 100 kHz Ablage im Bereich von monolithischen GaAs-VCOs.

Hohe Ausgangsleistungen sind mit dem 27 GHz SiGe VCO, vgl. Abschnitt 6.6, auch bei hohen Frequenzen möglich, allerdings nur auf hochohmigem Substrat und nicht kommerziell erhältlich.

Der beste Phasenrauschwert wird in diesem Vergleich vom 19 GHz GaAs VCO, vgl. Abschnitt 6.4, erzielt.

Insgesamt gesehen liegen aber die Phasenrauschmessungen der SiGe und GaAs Oszillatoren im gleichen Bereich.

Man kann daher sagen, dass derzeitige (Stand 2002) SiGe Foundry-Prozesse eine gute Wahl für Mikrowellenanwendungen bis ca. 25 GHz sind.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde der Entwurf von phasenrauscharmen monolithischen Mikrowellenoszillatoren mit SiGe-Heterobipolartransistoren behandelt. Die verwendeten SiGe-Technologien stehen in direkter Konkurrenz zu den, im Höchsthäufigkeitsbereich etablierten, GaAs-Technologien. Um Technologievergleiche möglich zu machen, wurden in dieser Arbeit auch monolithische Mikrowellenoszillatoren mit GaAs-HBTs entworfen und untersucht.

Es wurden Oszillatoren und VCOs für die Betriebsfrequenzen 2.6 GHz, 4.5 GHz, 19 GHz, 25 GHz und 27 GHz entworfen. Hierzu wurden fünf verschiedene Prozesstechnologien benutzt. Dies waren im Einzelnen die kommerziellen SiGe-Prozesse „SiGe1“ von ATMEL und „BiCMOS 5HP“ von IBM, sowie der SiGe-Prozess des DaimlerChrysler Forschungszentrums in Ulm. Die GaAs-Oszillatoren wurden mit dem GaAs-Prozess am Ferdinand-Braun-Institut und einem GaAs-Prozess der Firma Infineon hergestellt.

Silizium-Prozesse beherrschen mit Bipolar- und CMOS-Schaltungen den VLSI-Massenmarkt. Die kommerziellen SiGe-Prozesse sind als Weiterentwicklung aus diesen Prozessen entstanden, um höhere Betriebsfrequenzen erreichen zu können. So liegt der originäre Anwendungsbereich der SiGe1-Technologie von ATMEL im Frequenzbereich bis 2 GHz. Um diese Technologie im Mikrowellenbereich verwenden zu können, wurden geeignete Beschreibungsmodelle in Form von elektrischen Ersatzschaltbildern für die Bauelemente auf niederohmigem Siliziumsubstrat entwickelt, sowie aus der Literatur vorhandene Modelle angewandt, und zum Schaltungsentwurf eingesetzt. In diesem Zusammenhang wurde der Frage nachgegangen, wie die Substratverluste des niederohmigen Siliziums mit geeigneten Leitungsstrukturen berücksichtigt werden können. So wird in Abschnitt 2 gezeigt, wie Koplanarleitungen mit feldtheoretischen Methoden, die alle Verluste berücksichtigen, dimensioniert werden können. Es wird ein Ersatzschaltbild für die Koplanarleitung auf LR-Si gegeben. Spiralinduktivitäten verschiedener Geometrien werden auf ihre Güteeigenschaften hin untersucht. Insgesamt werden alle zum Entwurf von integrierten Oszillatoren relevanten Bauelemente behandelt und durch Ersatzschaltungen, die anhand von Messungen gewonnen werden, beschrieben.

An die Bauelementemodellierung schließt sich die Frage an, ob SiGe-Chips mit den derzeit (Stand 2002) verfügbaren SiGe-Prozesstechnologien und entsprechend erweiterter und verbesserter Modellierung in Bereiche vorstoßen können, die bislang durch GaAs-Chips dominiert werden.

Bei dieser Fragestellung sind sowohl die Frequenzgrenzen, als auch die erreichbaren Leistungspegel interessant. Zum ersten Punkt gibt der 25 GHz Oszillator aus Abschnitt 6.3 eine Antwort. Mit den nach Abschnitt 2 modellierten Elementen erreichte der Oszillator 4.2 dBm Ausgangsleistung aus nur einem HBT und setzte damit den internationalen Rekord (Stand 2001) für LR-Si-Chips.

Wie groß der Einfluß des niederohmigen Siliziumsubstrates auf die Eigenschaften des Oszillators ist, zeigt das Beispiel aus Abschnitt 6.6. Der hier vorgestellte VCO auf hochohmigem Siliziumsubstrat erzeugt eine Leistung von 12.5 dBm bei 27 GHz. In diesem direkten Vergleich von LR-Si-Chip zu HR-Si-Chip wird deutlich, dass Schaltungen auf HR-Silizium leistungsmässig mit GaAs vergleichbare Ergebnisse erzielen können. Dabei muss allerdings im HR-Si-Fall die CMOS-Kompatibilität fallengelassen werden.

In Bezug auf das Phasenrauschen können aber auch LR-Si-Chips direkt mit GaAs-Chips konkurrieren, wie der Vergleich des 19 GHz VCO aus Abschnitt 6.5 mit dem 19 GHz Oszillator aus Abschnitt 6.4, belegt.

Um das Phasenrauschen der entworfenen monolithischen Oszillatoren berechnen zu können, wurde in dieser Arbeit eine neue kombinierte Zeit- und Frequenzbereichsanalyse-Methode, vgl. Abschnitt 5, entwickelt

Dieses, HB-LTI-Methode genannte, Berechnungsverfahren erlaubt die analytische Berechnung des Phasenrauschens der monolithischen HBT-Oszillatoren aus den LF-Rauschdaten des HBTs und den Harmonic-Balance-Simulationen des Oszillators als autonomes und als nicht-autonomes System. Die LF-Rauschdaten des HBT werden dazu mit einer Basis-Emitter-Rauschstromquelle modelliert, deren Parameter aus den Messungen des LF-Rauschens extrahiert werden, vgl. Abschnitt 2.5.3. Zur Verifikation der Methode wurde bei zwei entworfenen Festfrequenzoszillatoren das berechnete Phasenrauschen mit der Messung verglichen (Abschnitte 6.3 und 6.4). Hierbei zeigte sich eine sehr gute Übereinstimmung von Messung und Rechnung.

Zum Methodenvergleich wurden die HB-LTI-Ergebnisse mit den Phasenrausch-Ergebnissen des State-of-the-Art Schaltungssimulators MDS verglichen. Hierbei zeigte sich zwischen HB-

LTI-Ergebnis und Messung eine bessere Übereinstimmung als zwischen MDS-Simulation und Messung. Dies belegt erneut den Nutzen der vorgeschlagenen Berechnungsmethode.

Die hier vorgestellten monolithisch integrierten Oszillatoren erreichen zum Teil Phasenrauschwerte von unter -90 dBc/Hz bei 100 kHz Ablage. Oszillatoren mit externem Resonator, z.B. DRO [26], erreichen deutlich bessere Werte. Letztlich muss hier die Abwägung zwischen den hohen Kosten des hybriden Oszillators mit externem hochgütigem Resonator und der monolithischen Variante mit geringeren Kosten aber Performancenachteilen im Hinblick auf das Phasenrauschen über eine Anwendung entscheiden.

Beim Vergleich der Materialsysteme SiGe und GaAs stellt sich die Frage, ob ein fundamentaler Unterschied zwischen dem Phasenrauschen von SiGe-Oszillatoren und GaAs-Oszillatoren besteht, bzw. inwieweit das Phasenrauschen vom Materialsystem abhängt.

Ein Vergleich der gemessenen Phasenrauschwerte der SiGe- und der GaAs-Chips, z.B. anhand der Schaltungen aus den Abschnitten 6.3, 6.4 und 6.5, zeigt, dass das Phasenrauschen nicht allein vom Materialsystem abhängt. Es werden mit beiden Materialsystemen ähnliche Phasenrauschwerte erzielt. Ein fundamentaler Unterschied im Phasenrauschen, so wie er zwischen FET-Oszillatoren und HBT-Oszillatoren besteht, besteht also zwischen SiGe-HBT und GaAs-HBT nicht. Die geringfügig niedrigeren $1/f$ -Rauschwerte der SiGe-HBTs werden durch die schlechtere Güte des niederohmigen Siliziumsubstrates ausgeglichen.

Verbesserungen der Phasenrauscheigenschaften sind mittelfristig in geringerem Maß aus einer Verbesserung der Materialeigenschaften, sondern eher durch verbesserte Schaltungstopologien zu erwarten. Ein vielversprechender Ansatz sind hier Push-Push Oszillatoren [61].

Langfristig gesehen steigt durch die fortschreitende Miniaturisierung der Transistoren, z.B. $0.18\mu\text{m}$ CMOS verfügbar und $0.13\mu\text{m}$ CMOS in der Erprobungsphase (Stand 2002) sowie abnehmende Emitterweiten bei den SiGe-HBTs, der Druck auf die GaAs-Prozesse [21]. Da bei Siliziumtransistoren eine Miniaturisierung aber auch gleichzeitig eine Verringerung der Durchbruchspannungen bedeutet sind dann nur kleine Betriebsspannungen möglich, womit die Erzeugung hoher Leistungen bei hohen Frequenzen problematisch wird.

8 Abkürzungen

SiGe -	Silizium-Germanium
GaAs -	Galliumarsenid
HB-LTI -	Harmonic Balance Linear Time Invariant
MMIC -	monolithisch integrierte Mikrowellenschaltung („microwave monolithic integrated circuit“)
LR-Si -	niederohmiges Siliziumsubstrat („low resistivity silicon“)
LR-Si/SiGe -	LR-Si mit SiGe MMIC Prozess
HR-Si -	hochohmiges Siliziumsubstrat („high resistivity silicon“)
MIM -	Metall-Isolator-Metall Schichtenabfolge („metal insulator metal“)
ESD-Diode -	Schutzdiode gegen elektrostatische Aufladung („electro static discharge“)
HBT -	Heterobipolartransistor
BJT -	Bipolartransistor („bipolar junction transistor“)
SGPM -	SPICE Gummel-Poon Modell, ein Bipolartransistormodell
VBIC -	Vertical Bipolar Inter-company Modell
VCO -	Spannungsgesteuerter Oszillator („voltage controlled oscillator“)

9 Literaturverzeichnis

- [1] H.-G. Unger, „Elektromagnetische Theorie für die Hochfrequenztechnik I + II“, Hüthig Verlag 1988
- [2] G. Böck, “Skript Mikrowellentechnik I + II”, TU-Berlin, 1998
- [3] W. Heinrich, “Full-wave analysis of conductor losses on MMIC transmission lines”, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 38, pp. 1468-1472, Oktober 1990
- [4] W. Heinrich, “Quasi-TEM description of MMIC coplanar lines including conductor loss effects”, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 41, pp. 45-52, Januar 1993
- [5] D. B. Leeson, "A simple model of feedback oscillator spectrum," Proc. IEEE, pp. 329-330, 1966
- [6] A. Hajimiri und T. H. Lee, "A General Theory of Phase Noise in Electrical Oscillators," IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol. 33, Nr. 2, pp. 179-194, 1998
- [7] H. Schumacher, U. Erben, W. Dürr, “SiGe Heterojunction Bipolar Transistors – The Noise Perspective“, Solid-State Electronics Vol. 41, Nr. 10, pp. 1485-1492, 1997
- [8] J.-O. Plouchart, B.-U. Klepser, H. Ainspan, M. Soyuer, “Fully-Monolithic 3V SiGe Differential Voltage-Controlled Oscillators for 5 GHz and 17 GHz Applications“, 24 European Solid-State Circuits Conference Digest, pp. 332-338, Den Haag, 1998
- [9] P. Heymann, M. Rudolph, R. Doerner, F. Lenk”Modeling of low-frequency noise in GaInP/GaAs hetero-bipolar transistors”, 2001 IEEE MTT-S Int. Microwave Symposium Digest, Phoenix, Vol.3, pp. 1967-1970, Mai 2001
- [10] A. van der Ziel, ”Unified Presentation of 1/f Noise in Electronic Devices: Fundamental 1/f Noise Sources”, Proceedings of the IEEE, Vol. 76, Nr. 3, pp. 233-258, März 1988
- [11] V. Rizzoli, A. Lipparini, A. Costanzo, F. Mastri, C. Cecchetti, A. Neri, ”State-of-the-Art Harmonic-Balance Simulation of Forced Nonlinear Microwave Circuits by the Piecewise Technique”, IEEE Transactions on Microwave Theory and

- Techniques, Vol. 40, Nr. 1, pp. 12-27, Jan. 1992
- [12] R. Müller, „Rauschen“, Springer Verlag, Berlin, 1990
 - [13] P. Russer, H. Hillbrand, „Rauschanalyse von linearen Netzwerken“, Wiss. Ber. AEG-Telefunken, vol. 49, pp. 127-138, 1976
 - [14] P. Russer, „Vorlesungsskript Hochfrequenztechnik 3“, TU München, 1989
 - [15] M. Prigent, M. Camiade, J.C. Nallatamby, J. Guittard, J. Obregon, “An Efficient Design Method of Microwave Oscillator Circuits for Minimum Phase Noise”, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 47, Nr. 7, Juli 1999
 - [16] U. Meier und W. Nerreter, „Analoge Schaltungen“, Hanser Verlag 1997
 - [17] H. Knapp, H.-D. Wohlmuth, J. Böck, A. Scholtz, „22 GHz monolithically integrated oscillator in silicon bipolar technology“, Electronics Letters, Vol 35, Nr.6, pp. 438-439, März 1999
 - [18] A. Schüppen, “SiGe-HBTs for mobile communication”, Solid-State Electronics Vol. 43, Nr. 10, pp. 1373-1381, 1999
 - [19] R. Goetzfried, F. Beisswanger, S. Gerlach, A. Schüppen, H. Dietrich, U. Seiler, K.-H. Bach, J. Albers, „RFIC's for mobile communication systems using SiGe bipolar technology” , IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 46, Nr. 5, Teil 2, pp. 661-668, Mai 1998
 - [20] IBM Microelectronics, "Blue Logic BiCMOS 5HP Technology ", Product Brief, Publication Number G522-0353-00
 - [21] K. Washio, R. Hayami, E. Ohue, K. Oda, M. Tanabe, H. Shimamoto, M. Kondo, "67-GHz static frequency divider using 0.2µm self-aligned SiGe HBTs", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 49, Nr. 1, pp. 3-8, Jan. 2001
 - [22] G. M. Kull, L. W. Nagel, S. Lee, P. L. Loyd, E. J. Prendergast, H. Dirks, „A unified circuit model for bipolar transistors including quasi-saturation effects“, IEEE Transactions on Electron devices, Vol. 32, Nr. 6, Juni 1985
 - [23] H. C. de Graff, W. J. Kloostermann, “Modeling of the collector epilayer of a bipolar transistor in the mextram model”, IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 36, Nr. 7, pp. 274-282, Februar 1995
 - [24] M. Schröter, H.-M. Rein, “Investigation of very fast and high-current transients in digital bipolar IC's using both a new model and a device simulator”, IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol. 30, pp. 551-562, Mai 1995

- [25] M. Schröter, "Staying current with HICUM", IEEE Circuits and Device Magazine, Vol. 18, pp. 16-25, Mai 2002
- [26] M. Regis, O. Llopis, L. Escotte, R. Plana, A. Gruhle, T.J. Brazil, M. Chaubet, J. Graffeuil, „Nonlinear modeling of a SiGe-HBT with applications to ultra low phase noise dielectric resonator oscillators", 1999 IEEE MTT-S Int. Microwave Symposium Digest, pp. 83-86, Juni 1999
- [27] F. Bonani, G. Ghione, M. R. Pinto, R. K. Smith, "An efficient approach to noise analysis through multidimensional physics-based models", IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 45, Nr. 1, pp. 261-269, Jan. 1998
- [28] C.P. Wen, "Coplanar waveguide: a surface strip transmission line suitable for nonreciprocal gyromagnetic device application", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 17, pp. 1087-1090, 1969
- [29] S. Maas, "Oscillator design on any harmonic-balance simulator", Applied Microwave & Wireless Magazine, Vol. 11, Nr. 7, pp. 34-42, Juli 1999
- [30] J. Verdier, O. Llopis, R. Plana, J. Graffeuil, „Analysis of noise up-conversion in microwave field-effect transistor oscillators“, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 44, Nr. 8, pp. 1478-1483, August 1996
- [31] M. N. Tutt, D. Pavlidis, A. Khatibzadeh, B. Bayraktaroglu, „Low frequency noise characteristics of self-aligned AlGaAs/GaAs power heterojunction bipolar transistors", IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 42, Nr. 2, pp. 219-229, Feb. 1995
- [32] M. N. Tutt, D. Pavlidis, A. Khatibzadeh, B. Bayraktaroglu, „The role of baseband noise and its upconversion in HBT oscillator phase noise", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 43, pp. 1478-1483, Juli 1995
- [33] S. L. J. Gierkink et al, "Intrinsic 1/f device noise reduction and its effect on phase noise in CMOS ring resonators", IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol. 34, Nr. 7, pp. 1022-1025, Juli 1999
- [34] C. Samori, A. L. Lacaita, A. Zanchi, S. Levantino, G. Cali, "Phase noise degradation at high oscillation amplitudes in LC-tuned VCO's", IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol. 35, Nr. 1, pp. 96-99
- [35] A. Hajimiri, S. Limotyrakis, T. H. Lee, "Jitter and phase noise in ring oscillators", IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol. 34, Nr. 6, pp. 790-804, Juni 1999

- [36] Vetterling u.a., „Numerical Recipes für C“, Cambridge University Press 1992
- [37] S. M. Sze, “Physics of semiconductor devices”, Wiley, New York, 1981
- [38] M. Rudolph, R. Doerner, K. Beilenhoff, P. Heymann, “Scalable GaInP/GaAs HBT large-signal model”, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 48, pp. 2370-2376, Dezember 1990
- [39] H. K. Gummel, H. C. Poon, “An integral charge control model of bipolar transistors”, Bell Syst. Tech. Journal, pp. 827-852, Mai-Juni 1970
- [40] C. N. Rheinfelder, F. Beißwanger, and W. Heinrich, “Nonlinear modelling of SiGe HBTs up to 50 GHz”, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 45, pp. 2503-2508, Dezember 1997
- [41] R. Doerner, J. Gerdes, C. Rheinfelder, F.J. Schmückle, W. Heinrich, K. Strohm, F. Schäffler, and J.-F. Luy, "Modelling of passive elements for coplanar SiGe MMIC's," 1995 IEEE Int. Microwave Symposium Digest, Vol. 3, pp. 1187-1190.
- [42] J. Gerdes, F.J. Schmückle, C. Rheinfelder, and W. Heinrich, "Modelling of coplanar waveguide elements for 77 GHz," 26th European Microwave Conference Digest, Vol. 2, pp. 597-601, 1996.
- [43] W. Heinrich, J. Gerdes, F.J. Schmückle, C. Rheinfelder, and K. Strohm, "Coplanar passive elements on Si-substrate for frequencies up to 110 GHz," IEEE Trans. MTT, Vol. 46, No. 5, pp. 709-712, May 1998.
- [44] McAndrew, C.C.; Seitchik, J.A.; Bowers, D.F.; Dunn, M.; Foisy, M.; Getreu, I.; McSwain, M.; Moinian, S.; Parker, J.; Roulston, D.J.; Schroter, M.; van Wijnen, P.; Wagner, L.F., “VBIC95, the vertical bipolar inter-company model”, IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol. 31, Nr. 10, pp. 1476-1483, Oktober 1996
- [45] Cao, X.; McMacken, J.; Stiles, K.; Layman, P.; Liou, J.J.; Sun, A.; Moinian, S., “Parameter extraction and optimization for new industry standard VBIC model”, Second International Conference on Advanced Semiconductor Devices and Microsystems, 1998 (ASDAM '98), pp. 107-116, 1998
- [46] Xiaochong Cao; McMacken, J.; Stiles, K.; Layman, P.; Liou, J.J.; Oritz-Conde, A.; Moinian, S., “Comparison of the new VBIC and conventional Gummel-Poon bipolar transistor models”, IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 47, Nr. 2, pp. 427–433, Februar 2000
- [47] P. Antognetti, G. Massobrio, “Semiconductor device modeling with SPICE”, McGraw-Hill, New York, 1988

- [48] B. Razavi, "A study of phase noise in CMOS oscillators", IEEE Journal of Solid State Circuits, Vol. 31, März 1996
- [49] K. Kurokawa, "Some basic characteristics of broadband negative resistance oscillator circuits", Bell Syst. Tech. Journal, pp. 1937-1955, Juli-August 1969
- [50] W. D. Schleifer, "Hochfrequenz- und Mikrowellen-Meßtechnik in der Praxis", Hüthig Verlag, Heidelberg, 1981
- [51] J. N. Burghartz, M. Soyuer, K. A. Jenkins, M. Dolan, K. J. Stein, J. Malinowsky, D. L. Harnage, "Integrated RF components in a SiGe bipolar technology", IEEE Journal of Solid State Circuits, Vol. 32, September 1997
- [52] H. Kuhnert, W. Heinrich, W. Schwerzel and A. Schueppen, "25 GHz MMIC oscillator fabricated using commercial SiGe-HBT process," Electronics Letters, Vol. 36, No. 3, pp. 218-220, 3. Februar 2000
- [53] M. Achouche, S. Kraus, T. Spitzbart, M. Rudolph, P. Kurpas, D. Rentner, F. Brunner, E. Richter, T. Bergunde, P. Heymann, P. Wolter, H. Wittrich, M. Weyers, J. Würfl and G. Tränkle, "InGaP/GaAs Power HBTs for L-Band Applications," Inst. Phys. Conf. Ser., No. 166, pp. 297-300, 1999.
- [54] H. Kuhnert and W. Heinrich, "5 to 25 GHz SiGe MMIC Oscillators on a Commercial Process," 2000 IEEE Topical Meeting on Silicon Monolithic Integrated Circuits in RF Systems Digest, Garmisch, pp. 60-63, April 2000
- [55] C.N. Rheinfelder, H. Kuhnert, W. Heinrich, J.-F. Luy, and A. Schüppen, "SiGe MMIC's beyond 20 GHz on a commercial technology," 2000 IEEE MTT-S Int. Microwave Symposium Digest, Boston, Vol. 2, pp. 727-730, Juni 2000
- [56] H. Kuhnert, F. Lenk, J. Hilsenbeck, J. Würfl, and W. Heinrich, "Low Phase-Noise GaInP/GaAs-HBT MMIC Oscillators up to 36 GHz," 2001 IEEE MTT-S Int. Microwave Symposium Digest, Phoenix, Vol. 3, pp. 1551-1554, Mai 2001
- [57] K. M. Strohm, C. N. Rheinfelder, J.-F. Luy, P. Nuechter, T. Hess, W. Heinrich, H. Kuhnert, M. Nadarassin, C. Warns, W. Menzel, "Coplanar and Microstrip Oscillators in SiGe SIMMWIC Technology," 2001 IEEE MTT-S Int. Microwave Symposium Digest, Phoenix, Vol. 3, pp. 1563-1566, Mai 2001
- [58] H. Kuhnert and W. Heinrich, "Coplanar SiGe VCO MMICs beyond 20 GHz," 2001 IEEE Topical Meeting on Silicon Monolithic Integrated Circuits in RF Systems Digest, Ann Arbor, pp. 231-233, September 2001
- [59] F. Lenk, J. Hilsenbeck, H. Kuhnert, M. Schott, J. Würfl, and W. Heinrich "GaAs-HBT MMIC-Oscillators for Frequencies up to 40 GHz," 2002 IEEE

Second Joint Symposium on Opto- and Microelectronic Devices and Circuits (SODC) Digest, Stuttgart, pp. 125-129, März 2002

- [60] M. Thiel, H. Kuhnert, W. Heinrich, "Active RF-SiGe Circuits on Standard IBM Foundry Process up to 20 GHz," 2002 IEEE Second Joint Symposium on Opto- and Microelectronic Devices and Circuits (SODC) Digest, Stuttgart, pp. 31-37, März 2002

- [61] M. Schott, H. Kuhnert, F. Lenk, J. Hilsenbeck, J. Würfl, and W. Heinrich, "38 GHz Push-Push GaAs-HBT MMIC Oscillator" 2002 IEEE MTT-S Int. Microwave Symposium Digest, Seattle, Vol. 2, pp. 839-842, Juni 2002
